新世纪高等学校研究生教材

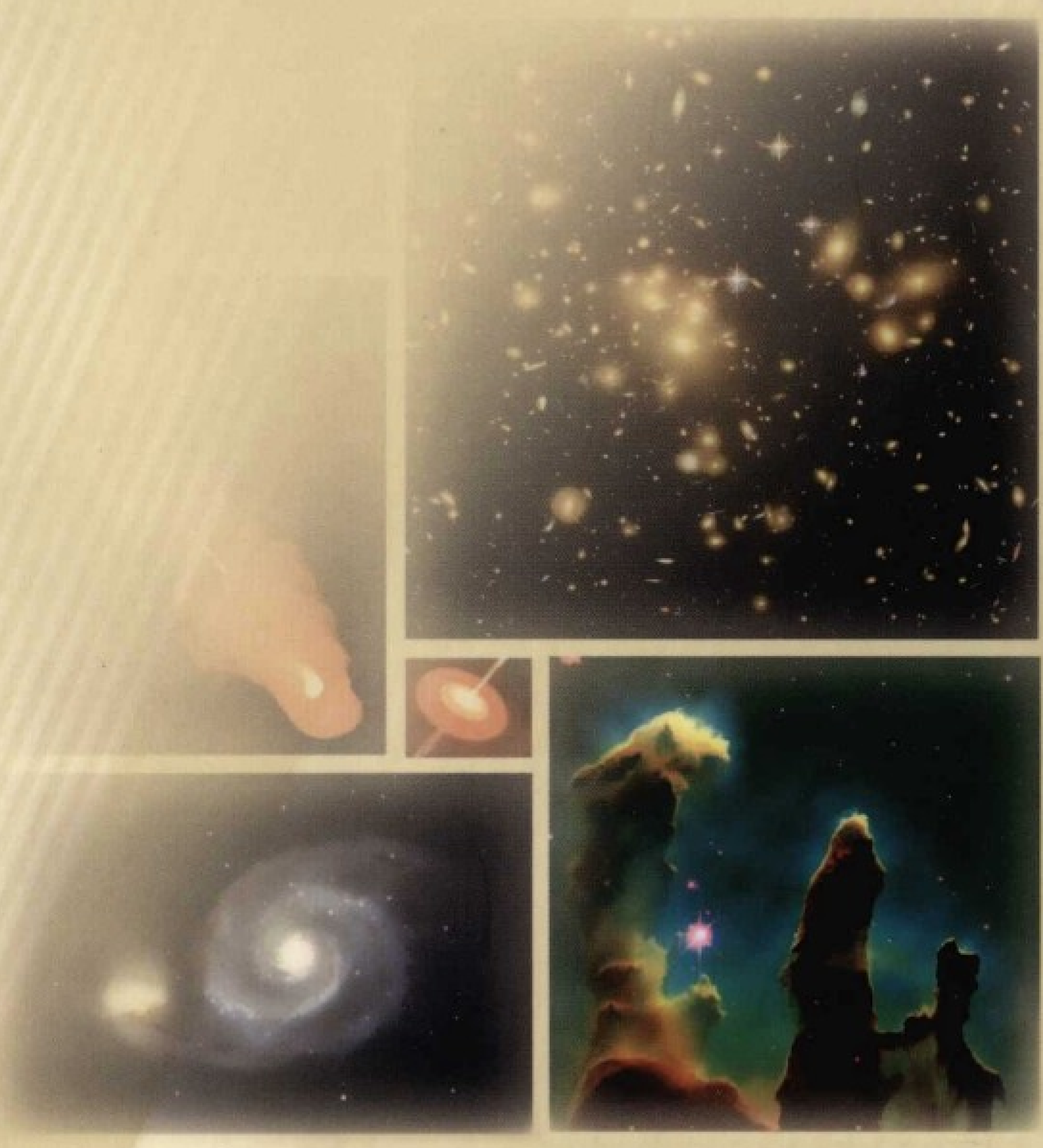
教育部推荐研究生教学用书
北京高等教育精品教材
国家天文台天体物理丛书

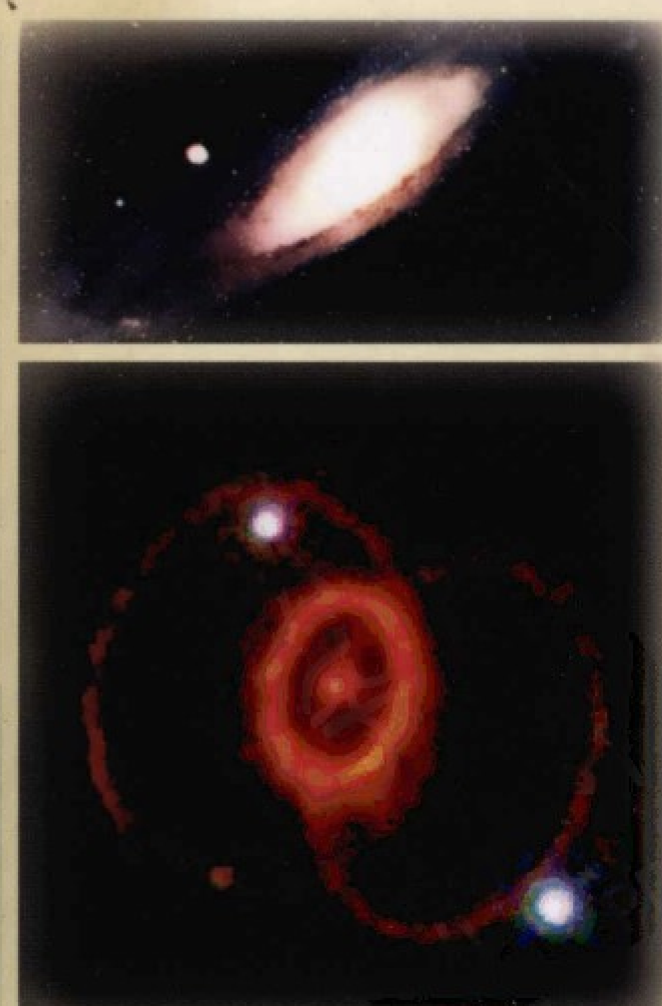
何香涛 著

观测宇宙学

GUANCE YUZHOUXUE

（第二版）





北京师范大学出版社
BEIJING NORMAL UNIVERSITY PRESS

新世纪高等学校研究生教材

教育部推荐研究生教学用书
北京高等教育精品教材
国家天文台天体物理丛书

内容简介

天文学是建立在观测基础上的一门科学，近代宇宙学的各项研究成果也都和观测有密切联系。本书讨论了宇宙的基本模型和演化过程，与此相关的是描述宇宙的各种基本物理参量，包括哈勃常数、物质密度、减速因子等。活动星系核是近代天体物理学的热点研究课题之一，书中从观测角度出发做了详细讨论。本书内容还包括星系的形成和演化，宇宙空间的大尺度结构等，讨论的所有内容都与观测验证相联系。

本书的第一版作为国家天文台天体物理丛书，后被教育部推荐为全国研究生教学用书。随着天文观测的不断发展，第二版增加了不少新的内容，2007年又被北京市教育委员会评为“北京高等教育精品教材”。本书适合天文工作者、理论物理工作者阅读，也可作为天文专业研究生和大学高年级学生的教材。

ISBN 978-7-303-08863-8

9 787303 088638 >

定价：48.00元

新世纪高等学校研究生教材

教育部推荐研究生教学用书
北京高等教育精品教材
国家天文台天体物理丛书

观测宇宙学

（第二版）

何香涛 著

北京师范大学出版社
BEIJING NORMAL UNIVERSITY PRESS

图书在版编目(CIP)数据

观测宇宙学／何香涛著．—北京：北京师范大学出版社，2007.10
ISBN 978-7-303-08863-8

Ⅰ．观… Ⅱ．何… Ⅲ．观测－宇宙学 Ⅳ．P159.4

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2007)第 148752 号

出版发行：北京师范大学出版社 www.bnup.com.cn
北京新街口外大街 19 号
邮政编码：100875
印　　刷：北京市大天樂印刷有限责任公司
经　　销：全国新华书店
开　　本：170 mm × 230 mm
印　　张：19.5
字　　数：318 千字
印　　数：1～3 000 册
版　　次：2007 年 12 月第 2 版
印　　次：2007 年 12 月第 1 次印刷
定　　价：48.00 元

责任编辑：王安琳　　装帧设计：李葆芬
责任校对：李　菡　　责任印制：董本刚

《中国科学院国家天文台天体物理丛书》

序

我国组织出版系列的天体物理丛书，滥觞于二十几年前戴文赛先生的倡导。当时改革开放伊始，为了适应研究生制度的恢复，他策划了一个天体物理各个分支学科配套的丛书撰写方案。这在当时以及接下来的一段时间里，为我国天文学的重整旗鼓起了重要的作用。随后的这许多年中，学科高速发展，包括研究生教材在内的国际上的天文佳作源源引进，加上我国科学图书出版的种种变数，使我国天体物理书籍的出版不断自我调整以立足于新的背景，同时各自不断寻求可供依托的机遇。其间逐步淡化了系列化、突出了个性化。这是必然的，也可说是一种进步。但也增加了课题领域的随机性质、少了整体布局。

现在，在新的格局下，国家天文台着手组织一系列天文学丛书。我们接受委托编纂天体物理部分。为了和前面的衔接，这部丛书侧重于专著形式。首先邀请为我国天体物理各个不同分支的研究打下基础的主要科学家们，把他们的长期积累整理成有自己特色的专著。我们相信，这些著作，对于目前站在这些基础上工作和培养新生力量的学者们，将是有益的参考。同时它们也将表征着一个时期我国天体物理著述成果的收结。

总结同时又是开端的准备。我们期待着在若干年后的新版和新辑里，将看到又一个新的开始。

王绶琯

2002年1月于北京

前　言

天文学是一门观测科学。亘古至今，天文学家们的首要任务就是“观天象，测天时”。到了近代，尤其是进入 20 世纪 60 年代，天文观测进入了一个新的阶段。一批重要的发现，诸如类星体、脉冲星、宇宙微波背景辐射、星际分子等，大都获得了诺贝尔奖金，这一切极大地推动了近代天体物理学的发展。

回顾近代天体物理学的发展过程，会发现有两个重要的促进因素：一是先进的大型观测设备，包括地面的和空间的，不断研制成功并投入观测。二是所探讨的天体物理课题都表现出很深的物理内涵。所有这些促使近代天体物理学成为当代基础自然科学中最活跃的研究领域之一。其中的宇宙学分支，涉及的物理内容广泛，探索性强，更是备受关注的前沿。

观测宇宙学的概念形成于 20 世纪 80 年代。1986 年国际天文学会（IAU）以“观测宇宙学”为题在北京召开了第 124 次专题学术讨论会，开创了观测宇宙学的新领域。宇宙学领域里的问题，往往新而广，许多问题仍处在争论阶段，必须通过观测来回答或验证。由于问题的复杂性，观测工作需要不断地深入和积累。经过近 20 年的努力，终于形成了一门新的学科——观测宇宙学。

到目前为止，国内外还没有出版过观测宇宙学的专著。作者多年来从事了较多的天文观测工作，在教学和科研中深感需要这方面的一本书，因此才不遗余力，予以尝试。本书是在多次为研究生开设课程的基础上完成的。在写作方式上，力求观测和理论相结合。不仅能够给读者以知识，还尽量开拓读者的思路。

本书在写作过程中获得多方面的支持和帮助，研究工作得到了国家自然科学基金和国家攀登计划的支持。华夏英才基金和中国科学院科学出版基金，以及国家天文台的支持保证了本书顺利出版。作者在写作过程中曾得到王绶琯、曲钦岳、李启斌、武向平、陆埮、尤峻汉、邹振隆、黄克谅、朱慈墭、赵刚、吴时敏、赵峥、朱宗宏、杨志良、陈阳，以及 Impey（美国亚利桑那大学天文

系教授）和 Green（美国基特峰天文台台长）等人的帮助和支持，或者进行过有益的讨论。宋丽敏和程岭梅用了很多时间帮助打印。还有许多朋友和同学都给予了帮助和支持。这里一并表示衷心的感谢。国外的作者在出书时往往感谢夫人和家人，我在这里也深有同感，家人的支持是无形的巨大动力。本书是作者多年的耕耘成果，一朝完成，如释重负。在新的科学领域里，有人指出书中的错误和缺点，将不胜感谢。

何香涛

2000 年于北京师范大学

再版前言

自然科学中的每一个学科，在其自身的发展过程中，往往有快有慢，快慢交替一段时间，会出现一次飞跃。近代天文学起始于20世纪60年代，历经半个世纪，天文学家们不断地观测，不停地积累，终于迎来了今天——天文学的又一次飞跃。十多年来，新的发现和新的概念层出不穷，不仅令天文学家们感到吃惊，也令许多物理学家们为之操劳。

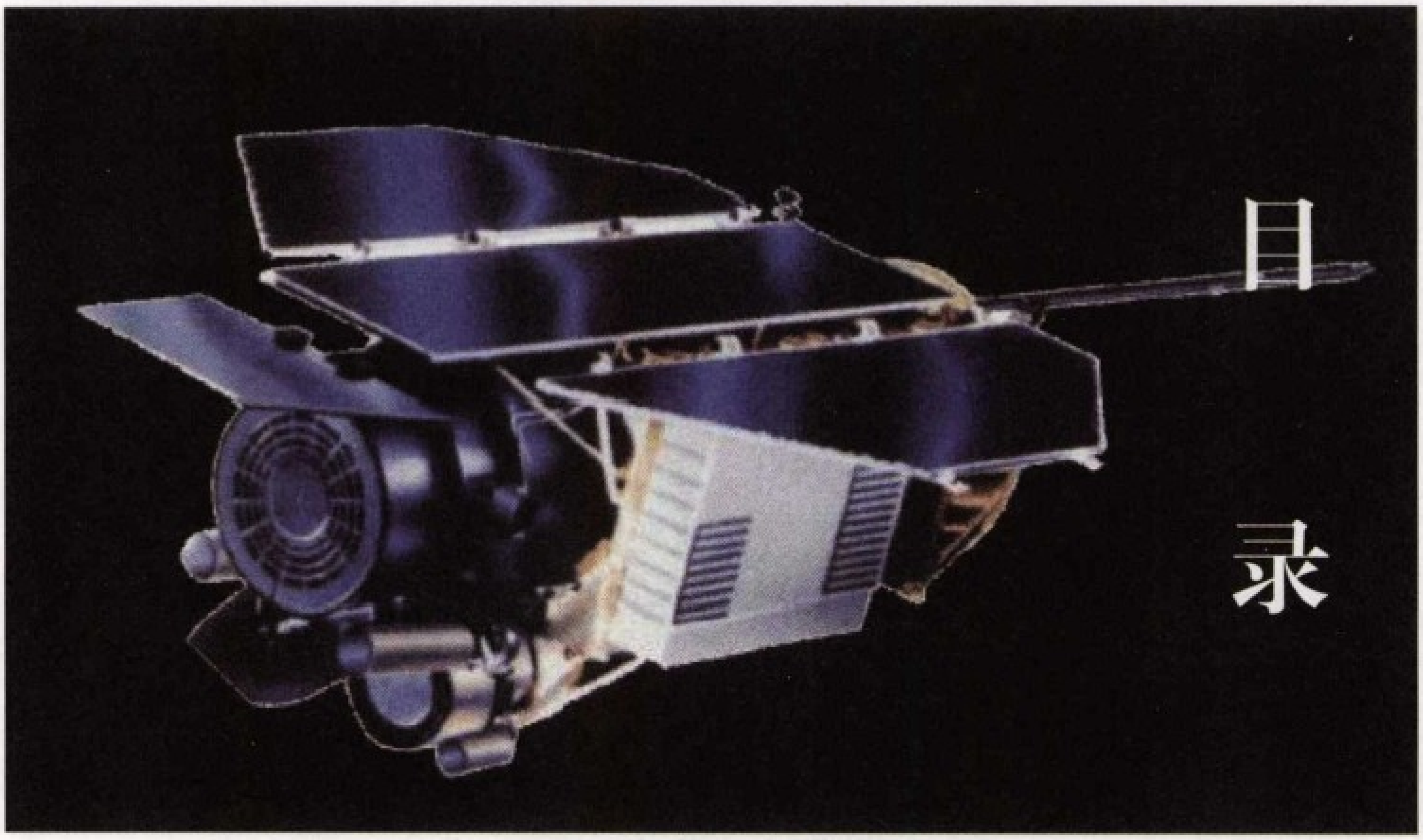
观测宇宙学被认为是天文学的前沿，虽然其自身正名才只有30年左右，但习惯上，大家都把大宇宙有关的成就全部归在它的账下。因此，观测宇宙学也许成了这一次天文学飞跃发展的领衔学科。

本书出版于2002年，2005年被教育部推荐为全国研究生教学用书，建议修订再版。经过协商，原出版者科学出版社同意转让版权，改由北京师范大学出版社出版。由于是母校出版社，不惜工本，全部彩版，完全可以和洋书媲美。为了珍惜这次再版机会，审核了原书中的错误，增加了新的内容和章节，补充了新的文献，尤其是挑选了一批新的彩图。相信读者会感到耳目一新。在此特别感谢北京师范大学出版社和本书的责编王安琳编审。

在修订过程中，北师大天文系的孙艳春、陈阳、张燕平、朱宗宏和付建宁诸位老师，以及研究生白宇等都给了很多帮助，在此一并致谢。

何香涛

2007年于北京师范大学


目
录

第一章　可观测的宇宙

§1.1　人类对宇宙的认识和深化

人类在其发展的漫长历史过程中，永远依存着自然环境。人不能脱离自然，自然哺育着人类发展。人的思维也是首先来自自然，在人类思维的发展过程中，存在着一个永恒的科学主题，这便是宇宙。远在战国时期，尸佼便给宇宙下过一个定义，“四方上下曰宇，古往今来曰宙”。表明宇宙在空间上包罗万象，在时间上永无止境。随着人类社会的发展，文明程度的提高，对宇宙观念的认识也在不断地发展和深化。

一、中国古代的宇宙观

中国是世界上古老文明的发源地之一，在天文学方面有着灿烂的历史，在天象记载、天文仪器制作和宇宙理论方面都为我们留下了珍贵的记录。中国古代有三种比较系统的宇宙学说，《晋书· 天文志》中写道：“古言天者有三家，一曰盖天，二曰宣夜，三曰浑天。”

盖天说　盖天说可以追溯到殷周时代。到了约公元前 100 年的《周髀算经》中，对盖天说做了记载，故又称周髀说。盖天说主张“天圆如张盖，地方如棋局”的天圆地方说。它认为大地是一个正方形，天如一个圆盖罩着大地，但圆盖形的天与方形大地无法衔接，于是又设想有 8 根大柱支撑着。共工怒触不周山和女娲氏炼石补天的神话便是从盖天说的图像编造的。天圆地方的主张存在着不能自圆其说的地方，对此，春秋时代孔夫子的弟子曾参就持怀疑态度。有人问他：“天圆而地方，诚有之乎？”他回答：“如诚天圆而地方，则是四角之不掩。”战国时期的著名诗人屈原在其长诗《天问》中也对天圆地方说提出过质疑。





图 1.1 我国古代关于宇宙的两大学说：盖天说(左)和浑天说(右)。后人创造的形象图案生动地展示了其内涵

后来，盖天说又进一步发展，出现第二次盖天说。新的盖天说不仅认为天是拱形的，而且地也是拱形的。天地如同心球穹，两个球穹的间距是八万里，日月星辰的出没是由于远近所致。太阳则绕一个所谓“七衡六间图”运行，七衡指 7 个同心圆，春夏秋冬太阳在不同的衡上运动。冬至在最外的一个圆“外衡”上运动，夏至则在最内的一个圆“内衡”上运动，其他季节则在“中衡”上运动。

浑天说 浑天说主张天如球形，地球位于其中心。浑天说大约始于战国时期。到了汉代，浑天说颇具影响，西汉末的杨熊曾深入研究过浑天说，指出浑天说优于盖天说。据说当时的落下闳便根据浑天说的概念制造了浑仪，并用以测量天体。

对浑天说最全面的表述是东汉的张衡，他在其《浑天仪图注》中写道，“浑天如鸡子，天体圆如弹丸，地如鸡子中黄，孤居于内，天大而地小。天表里有水，天之包地，犹壳之裹黄。天地各乘气而立，载水而浮。周天三百六十五度又四分之一，又中分之，则半一百八十二度八分之五覆地上，半绕地下，故二十八宿半见半隐。其两端谓之南北极。北极乃天之中也，在正北，出地上三十六度。然则北极上规经七十二度，常见不隐。南极乃地之中也，在正南，入地三十六度，南归七十二度常伏不见。两极相去一百八十二度强半。天转如车毂之运也，周旋无端，其形浑浑，故曰浑天也。”浑天说认为天是一个球形，比之盖天说的半球形是进了一步。而且，浑天说对天球的运转给出了一个定量的描述，它与近代天球概念的视运动相当接近。

最早的浑天说认为地球浮在水中，后来又发展为浮在气中。日月都是附在

天球上运动。因此，浑天说不仅是一种宇宙理论，而且在实际测量天体的运行方面也具有实用价值。

浑天说产生之后，在相当长的一段历史时期内，形成浑天说和盖天说并存的局面。且两种学说常常相互驳斥。后来，浑天说在解释天体运动方面渐渐占了优势。根据浑天说制造的浑仪可以演示日、月、星辰的视运动。因此，浑天说逐渐占据了主导地位。

宣夜说　宣夜说是中国古代的另一种颇具哲理的宇宙学说。据《晋书·天文志》记载"宣夜之书亡。惟汉郗秘书郎萌记先师相传云：天了无质，仰二瞻之，高远无极，眼瞀精绝，故苍苍然也。……日月众星，自然浮生虚空之中，其行其止皆须气焉。是以七曜或逝或住，或顺或逆，伏见无常，进退不同，由于无所根系，故各异也"。可以看出，宣夜说认为天是没有形质的，不存在固体的"天穹"，而只是无边无际的气体。日月星辰漂浮在无限的气体之中，游来游去。这是一种朴素的无限宇宙论的观念。它否认了神的存在，认为宇宙的一切都是自然的。在古代宇宙论中能提倡无限宇宙和无神思想是难能可贵的。英国研究中国科学史专家李约瑟在其《中国科学技术史》一书中写道："这种宇宙观的开明进步，同希腊的任何说法相比，的确毫不逊色。"

宣夜说产生之后，有人提出不少质疑，"杞人忧天"的故事便是其一。东晋《列子·天瑞篇》中记述，"杞国有人忧天地崩坠，身无所寄……晓之者曰：日月星宿亦积气中之有光耀者。只使坠，亦不能有所中伤。"回答者的解释更进一步认为天体也是由气组成的，只不过是发光的气而已。后代的一些学者，曾不断地对宣夜说的观点加以阐述和发挥。如三国时代的杨泉，在其《物理论》中进一步发挥道，"夫天，之气也，皓然而已，无他物焉。"他并且认为，银河也是运动着的气体，恒星就是从这些气体中诞生的。

宣夜说作为一种宇宙学说，的确具有许多先进的思想，但对于测视天体的运动却离不开浑天说。因此，宣夜说的推广和发展受到了一定的限制。

除去上述比较完整的三种宇宙学说以外，中国古代对于天体的起源、地球的运动和宇宙的无限性诸方面都涌现过许多先进的思想。但是，中国古代的宇宙观也有不足之处，局限于哲学性思辨的成分很浓，往往缺少从科学角度的解释和论述。

二、古希腊的天文学和托勒密体系

希腊是欧洲的文明古国，大约从公元前 8 世纪开始，希腊形成城邦式的国家，文化和科学得到了蓬勃的发展。一般将古希腊天文学分为四大学派：爱奥尼亚学派、毕达哥拉斯学派、柏拉图学派和亚历山大学派。

以小亚细亚米利都市为中心的爱奥尼亚学派，其代表人物是哲学家兼几何学家的泰勒斯(约公元前 640—546 年)。相传他曾预言了公元前 585 年的一次日食。泰勒斯的继承人阿那克西曼德(约公元前 611—547 年)认为天空是围绕着北极星旋转的。万物都从无限中产生，消灭后又回到无限，整个宇宙是一个球形的。

毕达哥拉斯(公元前 582—500 年)学派的创始人是著名的几何学家毕达哥拉斯，据说他也曾是泰勒斯的门徒。该学派提出了很多重要的观点。他们主张地球是球形的，因为从美学的观点，球形是最完美、最和谐的。在地球的周围是空气和云，再往外便是日月星辰以匀速圆周运动围绕地球转动。该学派的菲洛芳斯提出地球并不是宇宙的中心，而是在天空中运行的，并进一步提出宇宙的中心是炽热的火焰。

柏拉图学派是由雅典哲学家柏拉图(公元前 427～347)创立的。柏拉图学派的主要学说是“同心球”宇宙模型。宇宙是以地球为中心的一个个同心球，这些球壳从内向外依次分布着月球、太阳、水星、金星、火星、木星、土星和恒星。同心球理论在解释天体的运动，尤其是行星的运动时，必然会遇到困难，因为行星的运动不像恒星那样规则。柏拉图的门生们于是提出了更复杂的同心球结构，使球的个数达到几十个。即使如此，同心球仍无法解释为什么像金星和火星的亮度会有变化，为什么日食会有全食和环食，这些现象都表明它们同地球的距离不应该是固定不变的。

到了亚历山大学派，地心体系的学说便得到充分的发展，形成了统治西方达 1 500 年之久的地心说。亚历山大学派源于古埃及首都亚历山大城，是亚历山大大帝征服埃及后于公元前 3 世纪建造的。在这里，聚集着一批出色的学者，他们不仅从理论上阐述宇宙的结构，更主要的是从事了大量的实测工作，使理论建立在和实测相一致的基础上。喜帕恰斯编制了欧洲历史上第一个星表，载有 1 000多颗恒星的位置，他还计算出一年的长度是 365＋1/4 日减去 1/300，并通过观测给出黄道和赤道交点西移的数值，每年西移 36′。在他的影响下，出现了两位举世闻名的天文学家依巴谷和托勒密。依巴谷的工作主要在实测方面，托勒密的工作则是全面地建立了地心说。

托勒密注意到同心球理论的缺陷，在其洋洋 13 卷的《大综合论》中，吸收了前人提出过的本轮和均轮的概念，包括依巴谷的偏心圆的概念，形成了自己的地心学说。托勒密认为：第一，日月行星虽然也都以圆轨道绕地球运动，但地球并不位于球心，而是偏离中心一点。这些偏心圆称为均轮。第二，五大行星本身都绕着自己的本轮圆运动，本轮圆的中心再绕均轮运动。第三，最外一层第八层是恒星天，所有的恒星都嵌在恒星天上。在当时的天文观测精度下，托勒密的地心

宇宙体系能够给出充分的解释。

三、哥白尼日心说的建立

在托勒密时代之后，欧洲逐步进入了宗教统治的黑暗时代。地心说的观点和宗教思想是一致的，因此受到统治阶级的维护和推崇。到了15世纪以后，欧洲生产力的发展引发了文艺复兴和自然科学的革命。当哥伦布发现新大陆，麦哲伦绕行地球一周以后，自然地证实了我们是居住在一个悬在宇宙空间的球体上。随着天文观测精度的不断提高，托勒密的地心体系再也无法圆满地解释行星的运动，只好在本轮上再套本轮，使本轮的数目达到几十个。这一切预示着建立符合实际的宇宙体系日心说已是不可避免的。

哥白尼于1473年2月19日生于波兰西部的拖伦城，幼年丧父，由舅父抚养成人。18岁进入波兰当时的最高学府克拉科夫大学学习数学和天文，曾两次留学意大利，深受文艺复兴思想的影响。哥白尼是一位知识渊博、多才多艺的学者，他对法律、医学、数学、文学和绘画等都有很深的造诣，但他毕生最感兴趣的是天文学。他曾在他任职的弗洛恩堡大教堂的箭楼上装置了一个小天文台，仪器多是自己设计和制造的。哥白尼在这里兢兢业业地从事天文观测达30年之久，后人将这里称为“哥白尼塔”。

哥白尼的成就全部凝聚在他的巨著《天体运行论》中。由于宗教势力的压制，该书被长期压制而不能出版。他甚至曾说道：“我生怕我的学说新颖而不合时宜，会引起别人的轻蔑，因而几乎放弃了我的计划。”但追求科学真理的强烈欲望仍然使哥白尼鼓起了勇气，在他晚年同意出版。当印刷好的书放在他面前时，他已经处于临终的昏迷状态，只能抚摸着书与世长辞了。哥白尼逝世于1543年7月26日。

《天体运行论》共分为6卷。第一卷是宇宙概观。中心思想是阐述太阳是宇宙的中心。哥白尼首先用大量的观测事实和物理概念去驳斥“地静说”的概念。他正确地指出，我们所看到的日月星辰每日东升西落的现象，是由于地球本身每日自转一周的反映。他在《天体的顺序》一章中更进一步指出：太阳是宇宙的中心，静止不动。地球和其他行星一样围绕太阳旋转。按距离顺序，水星离太阳最近，依次是金星、地球、火星、木星和土星，恒星则分布在最外层的球面上。哥白尼不仅阐明了日心说的思想，还进一步计算出了每颗星到太阳的距离，其数值甚至和今天的数值相差不大。

《天体运行论》第二卷是应用球面天文学解释天体的视运动；第三卷叙述太阳的视运动，并讨论了岁差理论；第四卷叙述月球的视运动，并讨论了日食和月食的计算方法；最后两卷讨论行星的运动理论，彻底地批驳了托勒密的地心体系。



图 1.2　不用望远镜的天文学家，丹麦人第谷(1546—1601)的精确观测数据确定了行星的运动规律，从而导致万有引力定律的发现。第谷本人却由于没有观测到恒星的视差，不相信哥白尼的学说

哥白尼的日心宇宙学说具有划时代的意义，一方面，它使人们的思想从宗教的束缚下解脱出来。地球也仅仅是一颗普通的行星，它和其他行星一样围绕着太阳旋转，而被宗教利用的地心说不得不退出历史舞台。另一方面，日心说的创立使自然科学包括天文学的发展从此走上了科学的道路。

四、万有引力和太阳系模型

当人们谈到牛顿的万有引力定律时，常常引用苹果落地的故事。这个故事是由他的一位朋友传出来的，也许有夸张的成分，事实上，真正启发牛顿发现万有引力规律的却是天体的运动现象。牛顿时代距哥白尼时代有150年，期间，在哥白尼日心说的影响下，对行星运动规律的认识从观测到理论逐步深入，最后导致得出开普勒的行星运动三大定律。开普勒于1571年出生于德国，他是哥白尼学说的热情支持者，开普勒通过自己的辛勤观测，并继承了他的老师、丹麦天文学家第谷的大量观测资料，经过几十年的潜心研究，总结出了行星运动的三大定律：

(1)行星绕太阳的运动轨道是椭圆，太阳位于椭圆的一个焦点上；

(2)行星的向径在相同时间内扫过的面积相等；

(3)行星绕太阳运动的公转周期的平方与其轨道半长径的立方成反比。

开普勒本人已经意识到太阳会有力作用在行星上，驱使行星运动，但真正导出万有引力定律的是牛顿。牛顿研究地球对月球的吸引力，同时他发现行星绕太阳的运动是受到同样的来自太阳的吸引力，这种吸引力都是与距离的平方成反比。根据开普勒的行星运动三大定律便可以推出万有引力定律，同样地，由万有引力定律也可以严格地证明行星运动三大定律的正确性。

以万有引力定律为基础，完善地解决了太阳系各类天体的运动。牛顿的朋友哈雷预言了一颗彗星的回归，从而被命名为哈雷彗星。英国天文学家亚当斯和法国天文学家勒威耶同时根据牛顿力学从“笔尖上”发现了海王星，成为科学史上的佳话。

当人们揭开了太阳系内所有天体的运动规律之后，便自然地会冲破宗教的束缚，去思索它的起源问题。影响最大的是由德国哲学家康德(1755)和法国数学家拉普拉斯(1796)分别独立地提出的星云说，认为太阳是由一团原始的星云形成的，星云在万有引力的作用下，先形成质点，再逐渐形成更大的团块，中心体形成太阳，周围的团块形成围绕太阳运动的行星。康德和拉普拉斯的学说虽然存在着许多不够严格的地方，但却开辟了人类对宇宙认识的一个划时代的变革。从此，人类不再局限于仅仅是观察天体的运动，而是进一步研究天体的起源和演化。

五、建立在观测基础上的银河系模型

哥白尼的日心说把所有的恒星都看做是围绕着太阳的“恒星天”，镶嵌在最外层的球壳上。只是到了 18 世纪中叶以后，人类才逐步走出了太阳系。在此之前，恒星自行的发现和恒星视差已经使许多天文学家怀疑：恒星会不会就是遥远的太阳？而太阳会不会是围绕着更大的恒星体系运动？

著名的观测大师威廉·赫歇尔不仅回答了上述问题，并在大量的恒星观测的基础上建立了第一个银河系的模型。赫歇尔出生于 1738 年，早年曾从事音乐工作，当过军乐团的团员，后来终生致力于天文观测工作。他自己动手磨制望远镜，曾制造了当时最大的一架口径 1.22 m、镜筒长达 12 m 的金属反射望远镜。赫歇尔的妹妹卡罗琳·赫歇尔也是一位有献身精神的天文学家，终身未嫁，帮助哥哥从事望远镜制造和天文观测达 50 年之久。赫歇尔于 1781 年发现了天王星，使其名声大噪，被授予皇家天文学家。之后，赫歇尔发现了太阳的本动，对双星进行了大量的研究，系统地观测了大量的星云和星团。

赫歇尔一生中最重要的工作是对银河系结构的研究，他的主要方法是按一定的天区一一计数恒星。他计数的恒星数目是惊人的，达 117 600 颗。后来又扩展到南半球，计数了 70 000 颗。为了构造银河系的模型，他不得不做一些基本的假设：

(1)恒星的光度是一样的，恒星的视星等可以作为距离的量度；

(2)星光按距离平方反比减弱；

(3)恒星的分布是均匀的；

(4)他的望远镜可以看到银河系的边界。

在这些假设下，赫歇尔得到了如图 1.3 所示的银河系模型。

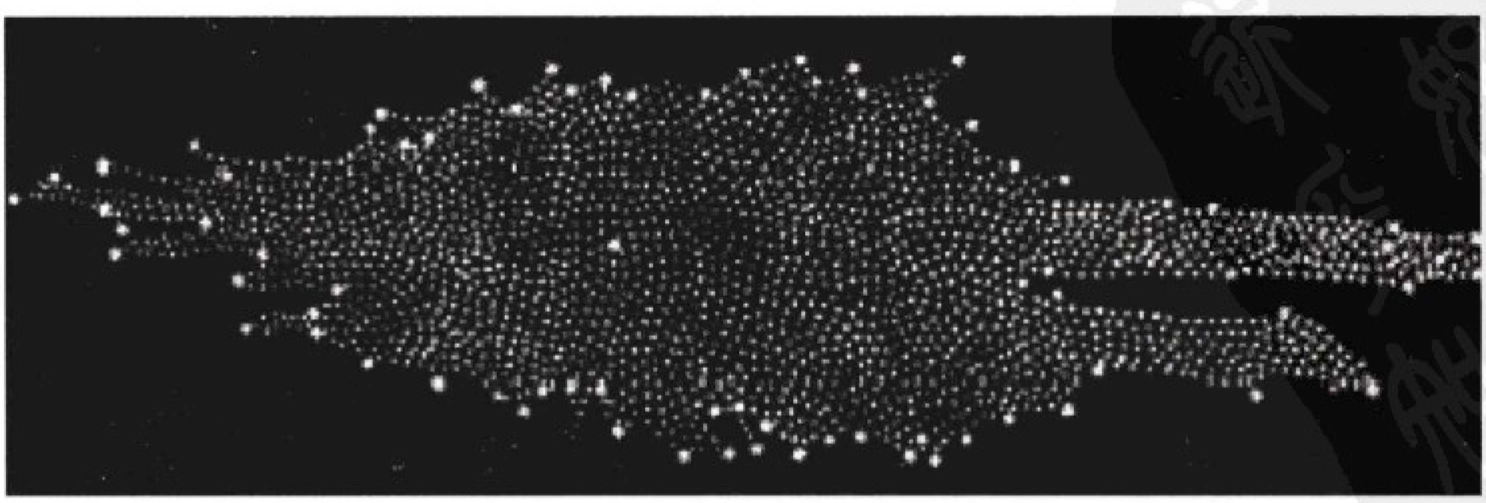


图 1.3　赫歇尔绘制的银河系模型，中心亮点是太阳的位置

赫歇尔的银河系模型存在着一些不足之处。如图中太阳位于银河系的中心，而图中右边的分叉是由于消光物质造成的。事实上，当我们夜晚用肉眼观测银河时，会看到在天鹅座十字处银河分叉为两支，这正是赫歇尔模型中的分叉。这些不足是由于赫歇尔的 4 条假设都是不够完备的，最主要的是忽略了大量的星际物质的影响。赫歇尔的儿子约翰·赫歇尔也是一位出色的天文观测学家。他继承父业，使银河系模型进一步完善。值得一提的是，1849 年他撰写的“天文学纲要”于 1859 年由中国学者李善兰和英国传教士伟烈亚力合作翻译成中文，书名为“谈天”，该书洋洋十八卷，是我国第一部系统地介绍西方天文学的书。1874 年，该书曾再版，中国学者把直到 1871 年的新进展补充了进去。

赫歇尔的工作使人类迈出了太阳系，走进了浩瀚的银河系世界。这是人类对宇宙认识的一个重要的里程碑。不过，赫歇尔本人终生追求的研究“宇宙的结构”，现在看来也仅仅是银河系而已。

§1.2　由奥伯斯佯谬引发的思考

在人类认识宇宙的发展史中，有一个重要的命题起到了承前启后的作用，这便是奥伯斯佯谬。奥伯斯佯谬向经典的宇宙概念提出了挑战，要圆满地回答这一问题，无论从观测或理论上都必然导致现代宇宙论的诞生。

德国天文学家奥伯斯(H. Olbers)于 1826 年提出了一个简单的问题：“为什么夜晚的天空是暗的?”若假设：

(1)宇宙是均匀的和无限的；

(2)宇宙空间中均匀地分布着星体，其数密度 ρ=常数；

(3)星体的平均发光本领，即光度 L，从统计上来看可以认为是不变的；

(4)光在宇宙中的传播规律与地面上一样，也是亮度与距离的平方成反比。

根据上述假设，可以容易地证明，从地球上观测到的夜空应该是同白昼一样的明亮。考虑离地球距离为 r 到 $r+\Delta r$ 的一层球壳，由于恒星的数密度为 ρ，球壳的体积为 $4\pi r^2\Delta r$，则壳层内的恒星数目为

$$\Delta N=4\pi r^2\Delta r\rho \tag{1.1}$$

每颗恒星的光度为 L，从地球上接收到一颗恒星发出的光辐射为

$$E'=\frac{L}{4\pi r^2} \tag{1.2}$$

整个壳层的光辐射应为

$$\Delta E = E'\Delta N \tag{1.3}$$

将式(1.1)和式(1.2)代入式(1.3)

$$\Delta E = \rho \Delta r L \tag{1.4}$$

宇宙中所有恒星照射到地球上的辐射应该对式(1.4)从 0 积分到无穷大。考虑到 ρ 和 L 都是常数,则

$$E = \int_0^\infty \rho L \, dr = \rho L \int_0^\infty dr \to \infty \tag{1.5}$$

因此,尽管每一颗恒星对地球的辐射贡献不大,但总加起来,必然造成天空是无限亮的。

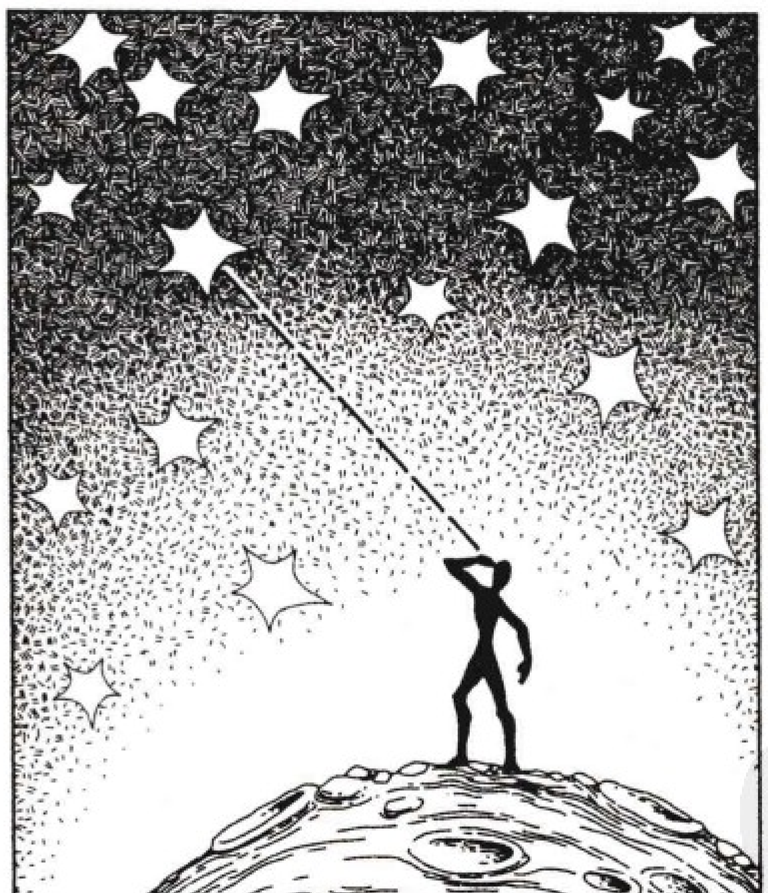


图 1.4 著名的奥伯斯佯谬,人站在地球上看天空,积累的星光应该如同白昼

奥伯斯的论断显然与实际情况不符合,问题出在什么地方呢?上述的推算过程是正确的,因此,问题只能出在奥伯斯的假设上。

广义相对论建立的宇宙模型,打破了长期以来传统的经典时空概念,时空的性质是和空间中物质的分布联系在一起的,物质产生的引力会引起空间弯曲,不

再遵守牛顿式的平直空间。这样一来。新的宇宙模型不再满足经典意义下的无限性。换句话说,奥伯斯的第一条假设是有问题的。

宇宙中天体的分布是逐级成团式的,也称为“阶梯式”的宇宙。恒星是第一阶,星团是第二阶,再往后是星系、星系团。这样一来,宇宙空间中恒星的分布不再是均匀的,即 $\rho\neq$常数。第二条假设也是不成立的。

宇宙中存在着大量的不发光的暗物质,星体发出的光在传播中会被大量地吸收,这是造成所有天体的光减弱的一个重要原因。

历史上,也曾考虑,如果宇宙的年龄足够短,则只有

$$D = Tc \tag{1.6}$$

距离内的星光才能到达观测者,其中 T 为宇宙的年龄,c 为光速。因此,式(1.5)中的积分应该是从 0 到 D,而不是到无穷大。

但是,所有以上列举的因素从现代观测宇宙学的角度来看也许都不是最根本的,最根本的原因是由于宇宙在膨胀。当天体以一定的速度远离我们时,我们所接收到的能量会减少,其减少的因子为

$$\mathrm{F} = \frac{1}{1+Z} \tag{1.7}$$

其中 Z 是天体的红移。如果天体远离我们的速度达到光速,Z 值为无限大,则完全接收不到天体发来的光。因此,每个天体所发的光对地球的贡献比距离平方反比规律减少得更快。即使把它们都加在一起,也是一个不大的量。奥伯斯佯谬的最根本原因是由于宇宙并不是处于静止状态,而是在膨胀着。

§1.3　从马赫原理到宇宙学原理

第一位对天体的运动规律给予解释的是牛顿,在实验室中也许是微不足道的引力相互作用,对于天体的运动变得至关重要。根据天体之间的引力作用,牛顿力学成功地解释了太阳系中各类天体的运动。在当时的观测精度下,不仅能够准确地预言已知的行星的运动位置,而且还在“笔尖上”发现了新的行星。

在牛顿力学中,有两个概念是最重要的,即惯性和力。当物体的运动状态发生变化时,会受到力的作用,这种力和物体本身的性质——惯性有关,因此称为惯性力。此外,物体之间还存在着永恒的作用力——引力。在牛顿的力学体系

中,惯性力和引力被"生硬地"联系在一起,牛顿力学的正确性被局限在惯性参考系统下,即体系处于静止或匀速运动的状态下。当人类对外部世界的认识局限在地球或太阳系的范围内时,惯性参考系的条件被认为是满足的。

能用牛顿力学的概念去思维整个宇宙吗?当把地球绕太阳的运动考虑进去以后,就会发现存在着问题。

地球在绕太阳运动过程中存在着一个加速度,因而受到一个离心力

$$F_{离} = M_{地} V^2/R \tag{1.8}$$

式中 V 是地球绕太阳的运动速度,$M_{地}$ 是地球的质量,R 是日地之间的距离。这个力由地球和太阳之间的引力来平衡。这样一来,在地球上讨论的任何力学运动,便不再是处于惯性参考系中。事实上,在任何一个天体上,都无法实现理想的惯性参考系。

为了克服上述的困难,牛顿提出了绝对时空的概念。所谓绝对时空,牛顿认为是与外界毫无关系的一种绝对的和纯粹的时空。显然,这种绝对时空严格地满足惯性参考系。为了使通常的参考系也能满足惯性参考系,牛顿在参考系中加入一种表现力。在上述地球绕太阳的运动中,表现力即地球运动的离心力,把离心力加进去,在地球上便满足惯性参考系的要求了。牛顿将这类表现力统称为惯性力。

首先对时空概念提出质疑的不是物理学家,而是哲学家兼科学家的奥地利学者马赫(Mach 1838—1916)。马赫认真地分析了牛顿的绝对时空的概念,得出牛顿的绝对时空必须以远方的恒星为参考系来确立。他注意到在利用傅科摆测定地球的自转运动时,实际上是基于地球的惯性运动。用傅科摆测得的地球的自转运动和通过观测遥远恒星测得的地球自转运动是完全一样的,因此,纯粹的脱离其他物体的绝对时空是不存在的,惯性力的概念也是与远处的参考系联系在一起的。因此,马赫得出结论:"惯性这种性质必然是和宇宙的遥远部分联系在一起的。"这一概念,被爱因斯坦和其他科学家称之为马赫原理。爱因斯坦认为,马赫曾以其历史性的批判对下一代科学家起过巨大的影响。马赫进一步阐明:去掉遥远部分的宇宙背景,是无法讨论作为牛顿运动定律基础的绝对时空的。牛顿将物体的质量看作是纯粹物体本身的内禀性概念,也遭到了马赫的批判。马赫认为,质量既然是同惯性联系在一起的,则质量也必然同宇宙的遥远部分联系在一起。

马赫原理开拓了人类的思维,奠定了相对论的哲学基础。不过,马赫时代对宇宙的了解毕竟是十分有限的,还无法用确切的观测事实得出更完整的概念。

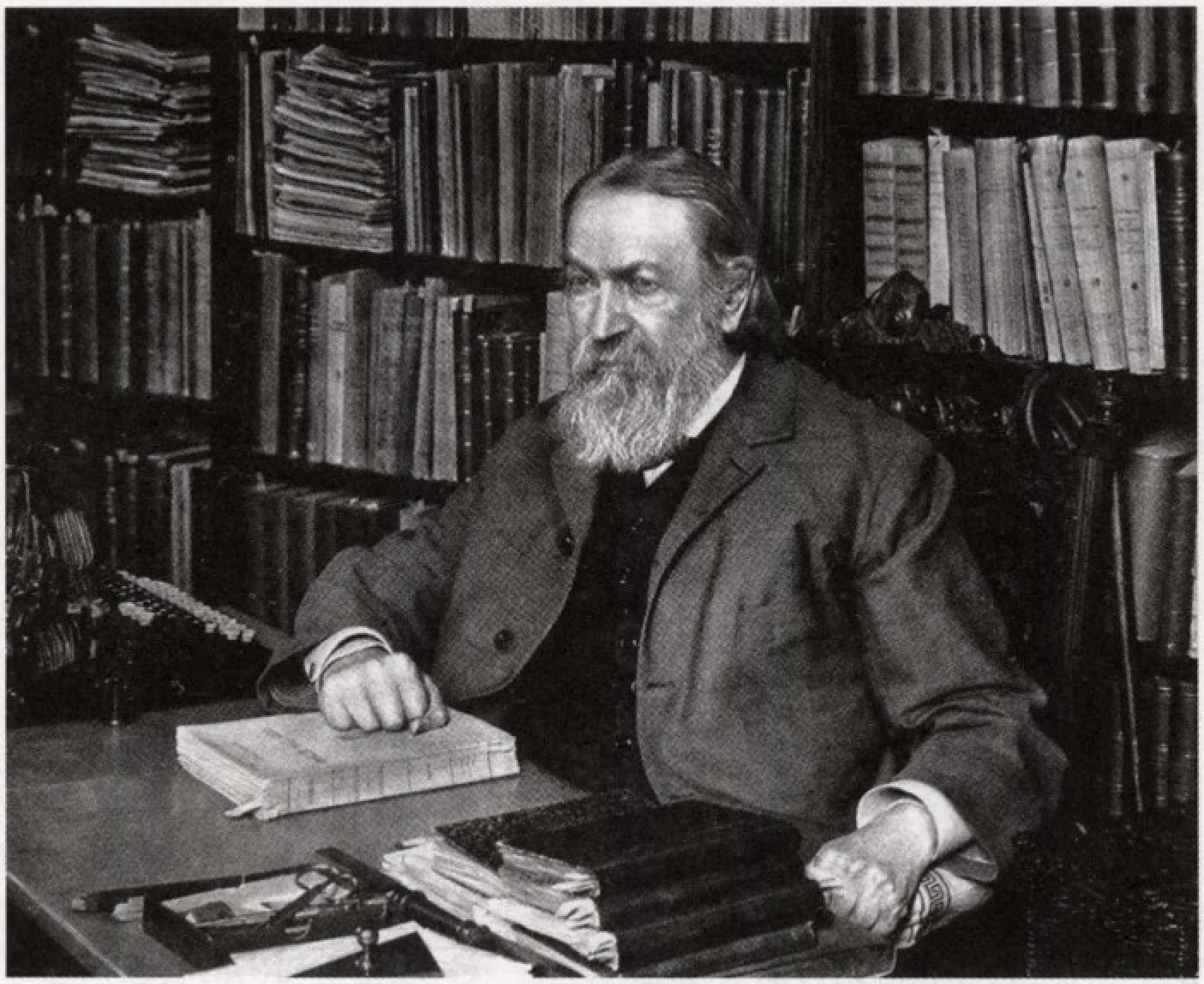


图 1.5　奥地利著名哲学家和科学家马赫(1838—1916)

宇宙学原理　在对"遥远部分的宇宙"进行了长期的观测和研究之后，人类对宇宙的整体性质有了更深刻的认识，归纳出了描述宇宙基本规律的宇宙学原理。宇宙学原理表述为：宇宙在大尺度范围内是均匀的和各向同性的。

我们的宇宙看上去并不是均匀的，天体的分布呈现出明显的成团性。小者如太阳系，大者如星团、星系，甚至星系团和超星系团。宇宙的这种等级式的结构特征在历史上被称为"岛宇宙"。最大的"岛"有多大呢？星系团的观测表明，其尺度一般是 10～30 Mpc(pc 是秒差距，1 pc＝3.26 光年，1 Mpc＝10^6 pc)，最大的不超过 50 Mpc，更大的成团性是通过类星体团来探测的。类星体的成团性有许多不确定的因素，目前还无法确切地判断具有物理联系的类星体团的大小。已经发现的可能的类星体团，其尺度不超过 100 Mpc。宇宙的整体尺度如果用哈勃距离来度量，直径可以取为约 6 000 Mpc。相比之下，最大的团的不均匀尺度也只有 1/60≈1.7%。若按体积计算，则只有总体积的 4.6×10^{-6}。因此，宇宙中的天体在大尺度上的分布仍然是均匀的。

观测验证宇宙的各向同性是十分困难的。由于我们处于银河系之内，银河

系本身的消光是无法避免的，星系本身的分布又具有成团性。但是，所有的观测表明，天体在宇宙空间中的分布不存在任何明显的不对称性。表明宇宙各向同性的另一个重要指标是宇宙背景辐射，宇宙背景辐射的精确测量表明，其温度分布是完全各向同性的。

哥白尼原理　宇宙学原理成立的一个重要推论是宇宙无中心。为了纪念哥白尼，这一推论也称之为哥白尼原理，即："宇宙中没有任何一点是特殊的，所有的位置都是平权的。"哥白尼原理也可以换一种方式叙述：宇宙中任何一个观测者都会观测到和我们所观测的同样的大尺度结构图像。

§1.4　现代观测宇宙学的诞生

观测宇宙学诞生于20世纪30年代，它建立在两项重要成就的基础上。理论方面，1916年广义相对论创立，爱因斯坦就其场方程发表了第一个宇宙解，把宇宙作为一个整体加以研究，从而为宇宙学的发展建立了理论基础；观测方面，哈勃于1929年发现了宇宙在膨胀着，使人们对宇宙的认识为之一新。膨胀的宇宙和爱因斯坦的宇宙理论可以很好地结合在一起，理论上提出的物理概念都赋予了观测上的意义。之后，人们对宇宙的认识有了一个飞跃，无论从理论上和观测上都掀起了对宇宙学研究的热潮。观测宇宙学不仅应运而生，而且是建立在扎实的理论基础上。因此，观测宇宙学是科学史上理论和实践相结合的一个良好范例。

观测宇宙学的首要任务之一是测量描述宇宙的基本常数，第一个重要的物理常数自然就是哈勃常数。哈勃常数虽然已经测量了半个世纪，但至今仍有不确定的因素。由此也可以看出，观测宇宙学的任务是极其艰巨的。除了哈勃常数之外，描述宇宙的重要物理常数还有：宇宙的年龄，平均物质密度，减速因子，以及宇宙常数等。观测宇宙学的内容还应该包括研究宇宙的整体结构和宇宙的演化过程。从广义的角度上，宇宙中的天体都属于观测宇宙学的观测对象，但一般感兴趣的主要是星系和活动星系，以及它们在宇宙空间中的分布和运动规律。

进入20世纪80年代，随着科学技术的发展，观测宇宙学有了突飞猛进的发展，形成了现代观测宇宙学。现代观测宇宙学的重要标志之一是人类开拓了对宇宙认识的视野。目前，人类对宇宙的认识主要是通过以下四种途径。

1. 天体的电磁辐射

表 1.1 列出了来自天体的各种可能的电磁辐射和它们的波段范围。

表 1.1　天体的电磁辐射

电磁波	波段范围 λ	对应的光子能量/erg*
γ 射线	< 0.01 Å	$>2\times10^{-6}$
X 射线	0.01 ~ 100 Å	$2\times10^{-10}\sim2\times10^{-6}$
紫外线	100 ~ 4 000 Å	$5\times10^{-12}\sim3\times10^{-10}$
可见光	4 000 ~ 7 000 Å	$3\times10^{-12}\sim5\times10^{-12}$
红外线	7 000 Å~1 mm	$2\times10^{-15}\sim3\times10^{-12}$
射电波	1 mm ~ 1 m	$2\times10^{-18}\sim2\times10^{-15}$

* 1 erg$=10^{-7}$ J.

从表 1.1 可以看出，不同波段对应的光子能量有着巨大的差别，这些电磁辐射在穿过地球大气时，大气的吸收程度也相差很大。图 1.6 是一幅地球大气对各电磁波段吸收比例按高度的分布。由于大气的吸收，地面上的接收设备所能

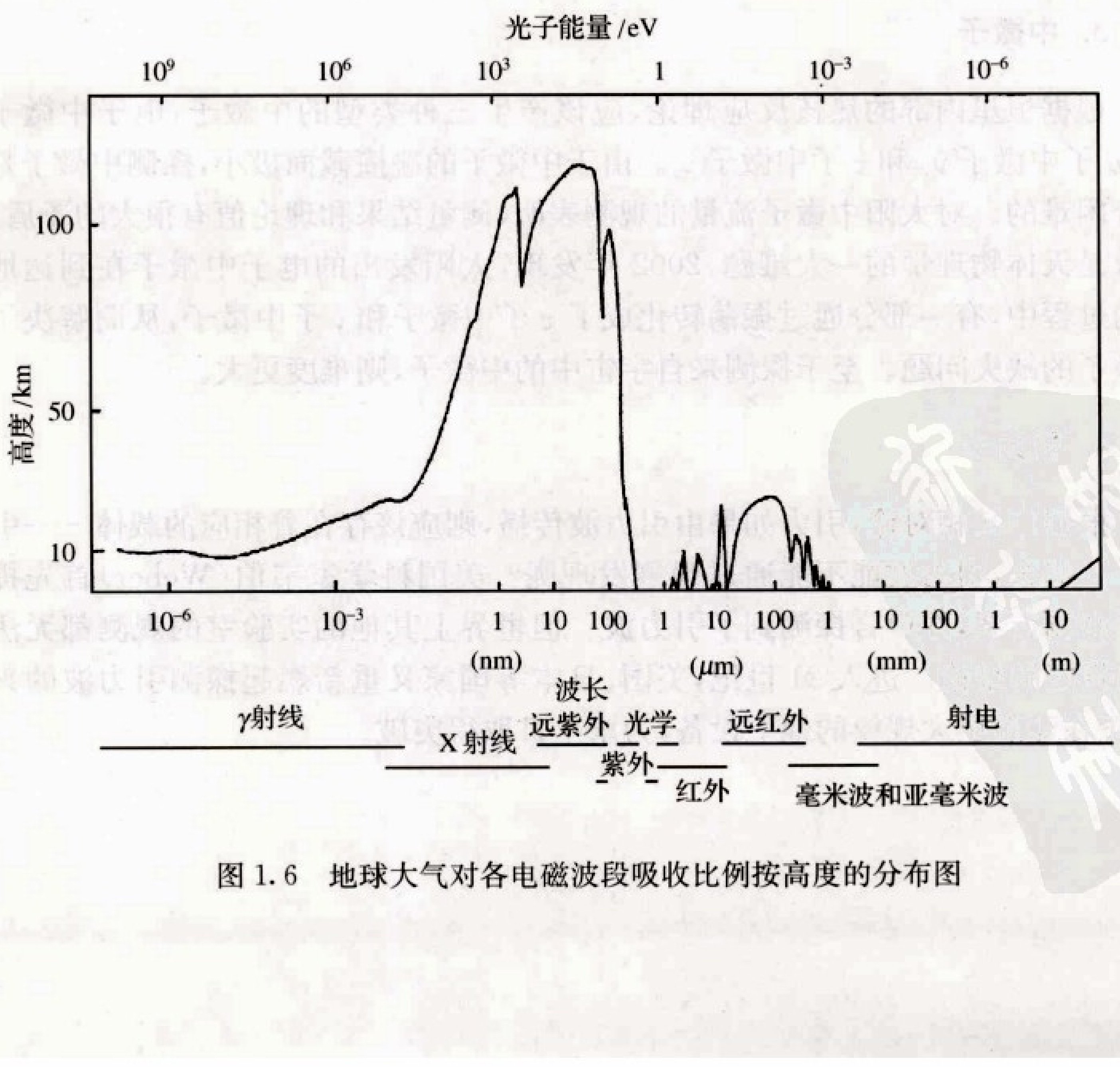


图 1.6　地球大气对各电磁波段吸收比例按高度的分布图

接收的波段只有光学波段，近红外波段和大部分射电波段。20 世纪 80 年代以来，光学波段的观测设备有了巨大进展，10 m 级望远镜相继出现。首先投入观测的是美国加州理工学院安装在夏威夷玛纳肯亚(Mauna Kea)天文台的凯克望远镜，1993 年正式投入观测后即有许多的重要发现。随后第二台凯克又投入使用，其他天文台的若干架 10 m 级的望远镜已在 21 世纪初陆续投入使用。射电波段的进展表现在两方面：一是从毫米波到米波的各种大规模的巡天观测；二是以 VLBA(甚大阵干涉仪)为代表的更大规模的射电望远镜阵列正在建造中。

其他波段的观测都需要在高空进行，对于 γ 射线、X 射线和红外射线都发射了大型的天文卫星，取得了成批的重要观测数据。今天，这些波段的研究工作已分别形成了 γ 射线天文学、X 射线天文学和红外射线天文学。

2. 宇宙线粒子

来自宇宙的各种高能粒子，包括质子(氢原子核)、α 粒子(氦核)、电子、不稳定的中子和 μ 子等。这些粒子的能量可以高达 10^{20} eV。对宇宙线粒子的观测虽然早已开展，但目前还不能做到系统化地观测。

3. 中微子

根据恒星内部的热核反应理论，应该产生三种类型的中微子：电子中微子 ν_e、μ 子中微子 ν_μ 和 τ 子中微子 ν_τ。由于中微子的碰撞截面极小，探测中微子是十分困难的。对太阳中微子流量的观测表明，测量结果和理论值有很大的矛盾。这曾是天体物理学的一大难题，2002 年发现，太阳发出的电子中微子在到达地球的过程中，有一部分通过振荡转化成了 τ 子中微子和 ν 子中微子，从而解决了中微子的缺失问题。至于探测来自宇宙中的中微子，则难度更大。

4. 引力子

根据广义相对论，引力如果由引力波传播，则应该存在着相应的载体——引力子。那么，引力波能不能通过观测发现呢？美国科学家韦伯(Weber)首先提出了观测方案，并声言探测到了引力波。但世界上其他的实验室的观测都无法得出肯定的结论。进入 21 世纪，美国、日本等国家又重新燃起探测引力波的兴趣，正在建造更大规模的地下设备，力求早日取得突破。

第二章 宇宙的距离尺度和哈勃定律

§2.1 膨胀的宇宙和哈勃定律

直到20世纪初，大多数天文学家都相信，我们的星系便是整个宇宙。虽然在此之前，天文学家们已经观测到了大量的星系，但是，所有这些星系都被认为是处于我们的银河系之内。

1910年，美国天文学家斯里菲尔(Slipher)使用劳维尔(Lowell)天文台的1 m望远镜拍摄遥远天体的光谱，并根据多普勒定律测量其视向速度。不过，斯里菲尔的测量工作只局限于比较近的和比较亮的星系，进一步的巡天观测工作是由哈勃(E. Hubble)完成的。哈勃的大部分工作都是在威尔逊山(Mount Willson)天文台的2.5 m望远镜上完成的。

哈勃的第一项重要工作是走出银河系。1925年，哈勃的论文在美国天文学会上由人代读，他宣布在仙女座大星云(M31)中发现了造父变星，根据造父变星的周光关系定出其距离，表明M31是河外天体，从而结束了当时有关是否存在河外天体的一场大争论，人类的认识领域首次跨出了银河系。

在斯里菲尔的工作中已经注意到了星系光谱中的谱线波长都系统地比实验室中测量的要长一些。若λ_0为实验室波长，则观测到的波长λ可表示为

$$\lambda = (1 + Z)\lambda_0 \tag{2.1}$$

除个别离银河系很近的星系外，Z都是正值，称为星系的红移。

实际测量中，须对星系中不同原子的光谱线进行检验。若λ_A是由A种原子产生的，λ_B是由B种原子产生的，分别有

$$\lambda_A = (1 + Z_A)(\lambda_A)_0 \tag{2.2}$$



图 2.1 星系天文学的奠基人、被誉为 20 世纪最伟大的天文学家哈勃，使用美国威尔逊山(Mount Wilson)天文台 2.5 m 望远镜发现了哈勃定律。不过，按今天的标准，观测室内是不许吸烟的

$$\lambda_B = (1 + Z_B)(\lambda_B)_0 \tag{2.3}$$

若红移是由于星系相对于观测者的运动，即多普勒效应引起的，则它们的红移值应该相同，即 $Z_A = Z_B$。上述两个方程相除得到

$$\frac{\lambda_A}{\lambda_B} = \frac{(\lambda_A)_0}{(\lambda_B)_0} \tag{2.4}$$

即星系中两种不同原子的谱线波长比应该与实验室中的波长比一样。实际测量中，用这种方法去验证所证认的谱线是否正确。然后用每一条谱线测出一个 Z 值，最后取它们的平均值。

哈勃做出的关键性发现是，星系的亮度和它们的红移之间存在着很强的统计关系。亮度越小的星系，红移值越大。1929 年，哈勃仅用 24 个星系的观测资料，做出了速度—距离的关系图（图 2.2），发现了它们之间成正比的哈勃规律。哈勃测量的第一批星系都是单个的场星系，为了延伸观测的距离，哈勃利用更遥远的星系团中的星系，这样一来，观测工作量增加了很多。哈勃开始同哈马逊（M. Humason）合作，哈勃负责测量亮度，哈马逊负责测量红移，最后确定了哈勃定律。用普通的多普勒公式便可将视向速度和红移联系起来。多普勒公式可以写为

$$\frac{\lambda-\lambda_0}{\lambda_0}=\frac{V}{c} \tag{2.5}$$

其中 c 为光速。将式(2.1)代入，便得到

$$V=cZ \tag{2.6}$$

当天体的运动速度 V 接近光速时，式(2.6)应加以相对论性修正

$$1+Z=\sqrt{\frac{c+V}{c-V}} \tag{2.7}$$

或

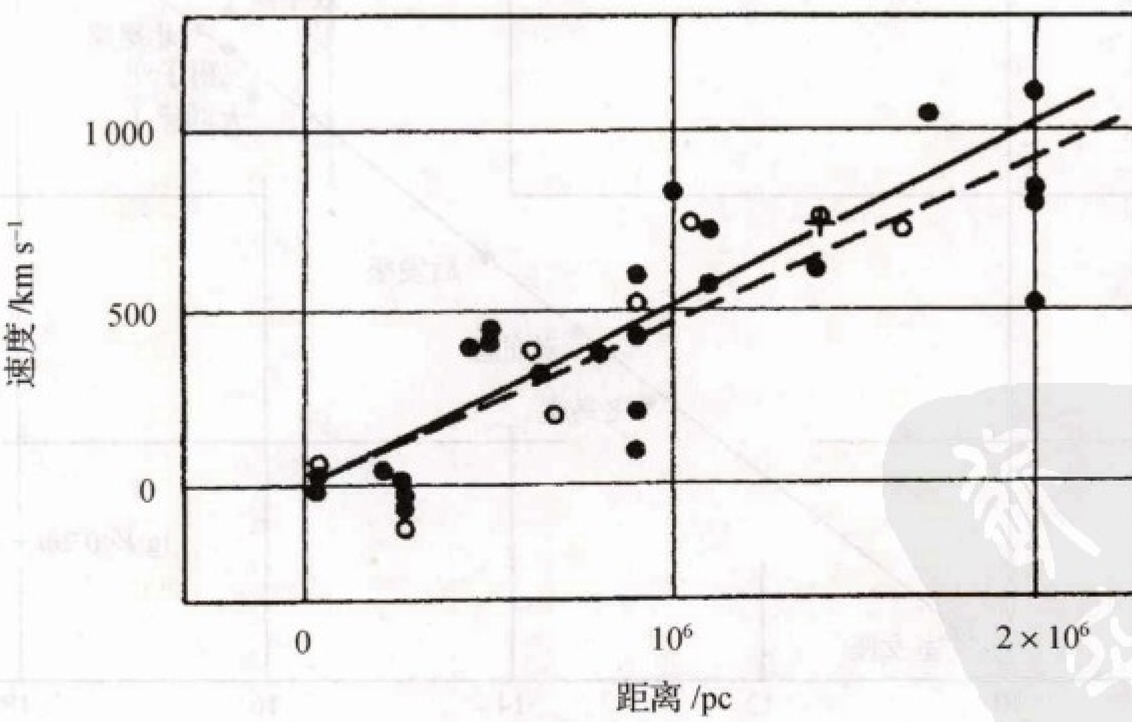


图 2.2　哈勃当年给出的速度—距离关系图。图中实点代表星系，实线是对观测星系的拟合线；圆圈代表这些星系按方向和距离的分组，虚线是对这些组的拟合线

$$V = c\frac{Z^2 + 2Z}{Z^2 + 2Z + 2} \tag{2.8}$$

图 2.3 是哈勃和哈马逊当年观测的一些星系团中的亮星系，哈勃得出斜线的关系式为

$$\lg V_r = 0.2m_v + \text{const} \tag{2.9}$$

视星等 m_v 和从天体接收到的光流量 f 的关系为

$$m_v = -2.5\lg f + \text{const} \tag{2.10}$$

若星系的光度为 L，距离为 r，则观测者接收到的光流量

$$f = \frac{L}{4\pi r^2} \tag{2.11}$$

将式(2.11)和式(2.10)代入式(2.9)，常数项归并，便得到

$$\lg V_r = \lg r - 0.5\lg\frac{L}{4\pi} + \text{const} \tag{2.12}$$

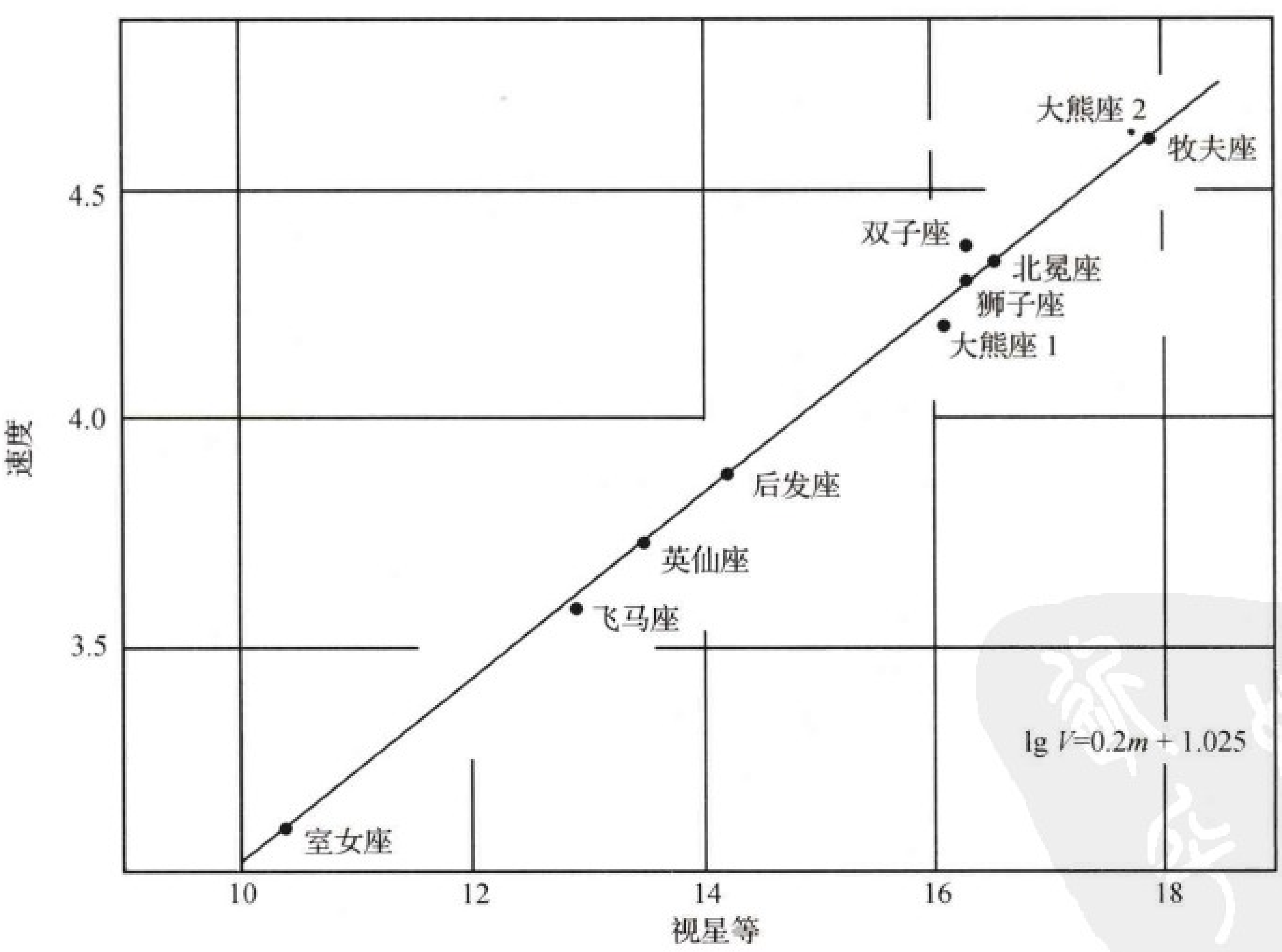


图 2.3　哈勃和哈马逊当年观测的一些星系团中的亮星系的谱线红移。横坐标是视星等，纵坐标是视向速度的对数。图中标出的是星系团所在的位置，大熊座方向有两组星系，分别标为大熊座 1 和大熊座 2

假若星系的内禀光度 L 都是相同的，即

$$L = \text{const} \tag{2.13}$$

则式(2.12)变为

$$\lg V_r = \lg r + \text{const} \tag{2.14}$$

或

$$V_r = H_0 r \tag{2.15}$$

这便是著名的哈勃定律，式中的常数 H_0 称为哈勃常数，或者，当 V_r 远小于光速时，利用式(2.6)，哈勃定律还可以写为

$$cZ = H_0 r \tag{2.16}$$

哈勃定律的含义是十分明确的，即星系退行速度和星系的距离成正比。也就是说，离我们越远的星系，远离我们的速度越大。这意味着，我们的宇宙正在膨胀着，到目前为止，所有的观测事实都没有和哈勃定律相违背，整个宇宙的确是处于膨胀状态中。

哈勃定律并不要求观测者处于特殊的位置上。换句话说，我们的银河系并不处在特殊的位置上。站在其他的星系上观测，所有的星系同样都在远离，宇宙的均匀性和各向同性原则在这里得到了体现。

哈勃定律的线性表达关系式(2.16)在红移不大的情况下，一般当 $Z< 0.3$ 时相当理想。对于更遥远的星系，该式需加以修正，这在第三章中会进一步讨论。

在哈勃关系中，常取 H_0 的单位为 $\text{kms}^{-1}\text{Mpc}^{-1}$。哈勃最初给出的 $H_0 = 500$。1936 年，他考虑到星际消光的影响，将常数值修定为 $H_0 = 526$。不久表明，哈勃测定的 H_0 偏高了很多。不过，直到今天，测定哈勃常数的“真”值，仍然是天文学家们的一项重要而艰巨的工作。

§2.2　河内天体的距离测定

测定哈勃常数的关键是准确测定河外天体的距离，但是，河外天体距离的测定依赖于河内天体的距离，其中的一些方法又可直接用在河外天体上。

一、三角视差

天体的距离又称为视差，恒星对日地平均距离的张角，称为恒星的三角视差，常用 π 来表示。如图 2.4 所示，日地的平均距离为 a，恒星的距离为 r，则恒

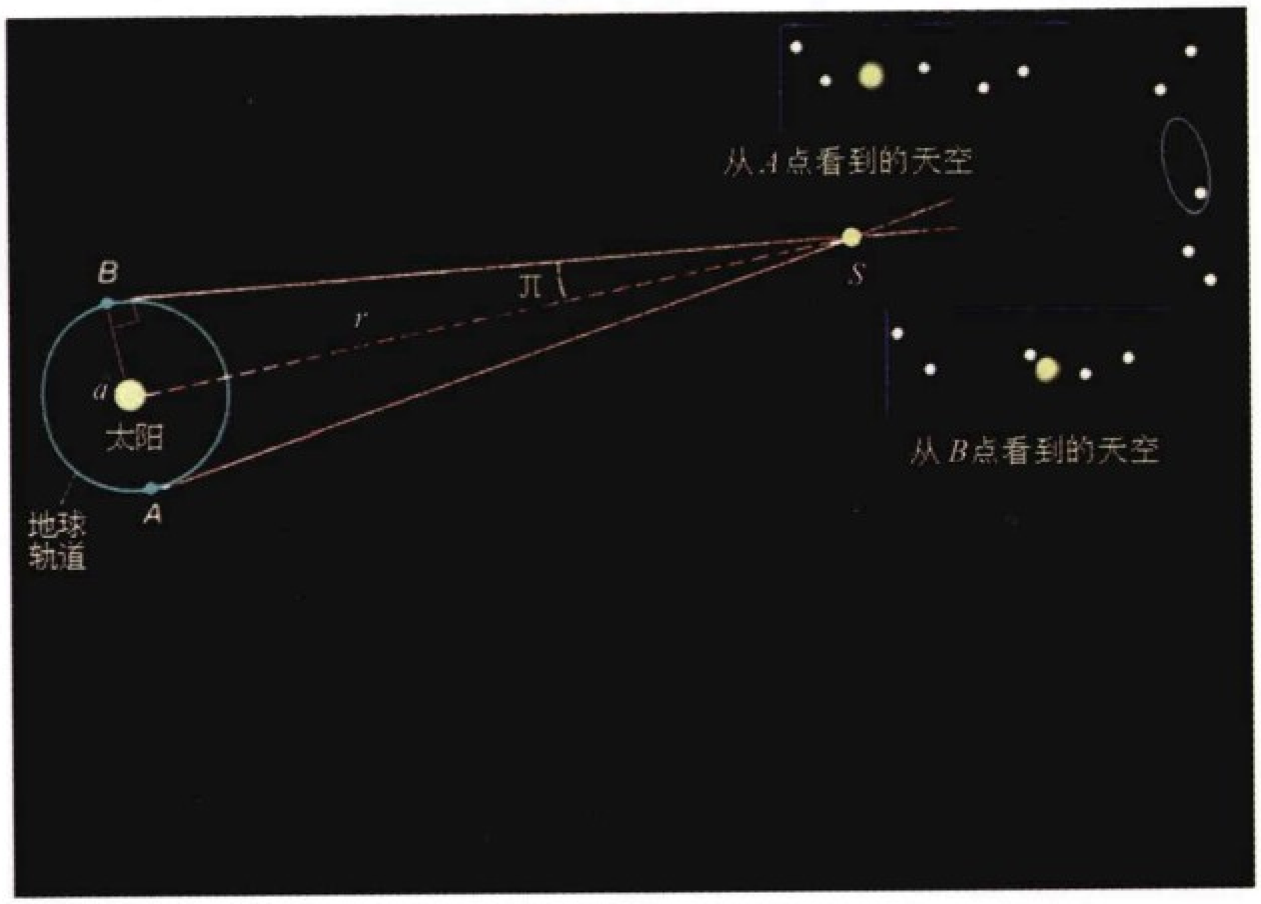


图 2.4　恒星的视差

星的视差角 π 可以写为

$$\sin \pi = \frac{a}{r} \tag{2.17}$$

由于 π 角很小，若以弧度表示，则近似地有 $\sin \pi \approx \pi$。因而

$$\pi = \frac{a}{r} \tag{2.18}$$

若 π 以角秒表示，由于 1 rad＝206 265″，则

$$r = \frac{a}{\pi} 206\ 265 \tag{2.19}$$

当 $\pi = 1''$ 时，称为 1 秒差距(pc)。

1 pc＝206 265 AU（天文单位）＝3.259 l. y.（光年）＝3.086×10^{13} km

一年中不同时间从地球上观测同一颗星，测得其视差角 π，从而得出恒星的距离，称为三角视差方法。三角视差是一切天体距离测量的基础，其测量精度目前已达到±0.″009，已经测出的恒星有 10 000 多颗。

在已发表的三角视差表中，视差最大的是半人马座比邻星。其 π＝0.″762，对应的距离 r＝1.312 pc＝4.3 光年。

二、分光视差

对于距离超过 110 pc 的恒星，三角视差已无法测定，最常用的另一种方法便是分光视差方法。分光视差方法的核心是根据恒星的谱线强度去确定恒星的光度，因而也称为光度视差。知道了恒星的光度，即绝对星等，由观测得到视星等，便很容易由距离模数 μ 得出距离 r

$$\mu = m - M = -5 + 5\lg r \tag{2.20}$$

恒星光谱中，谱线的强度主要和恒星的表面温度有关，按谱线相对强度划分的恒星光谱型序列便是一个温度的序列。此外，某些谱线的强度还与电子压力的大小相关，由电子压力确定的序列是光度型序列。这样一来，对于同一光谱型的恒星，可以具有不同的光度，也就是不同的绝对星等。分光视差正是基于这一原理来确定恒星的光度的。

在实际测量中，是根据一些谱线对的强度比来确定光度。常用的谱线对有：

CaⅡ K　和　H_γ

CaⅡ K　和　H_δ

He 4200　和　CaI 4227

等，不同的强度比对应于不同的光度型。在确定分光视差的定标曲线的零点时，还要利用已知三角视差的恒星。

利用分光视差测出距离的恒星，数目在 60 000 颗以上。分光视差往往受星际消光的影响。测出的距离模数需要加上消光因子 $A(r)$ 的改正，即

$$\mu = m - M = -5 + 5\lg r + A(r) \tag{2.21}$$

因此，精确确定 $A(r)$ 便成了分光视差方法中的一个关键问题。

三、星团视差

对于一群相对于地球做快速运动的恒星星团，我们可以利用其运动特性确定它们的距离。若成员星的运动速度为 V。每个成员星的自行为 μ''；θ 是成员星到所谓辐射点，也称汇聚点的角距离，在天球上表现为各成员星到其运动方向辐射点或汇聚点的角度，则该星的视差为

$$\pi'' = \frac{4.74\mu''}{V\sin\theta} \tag{2.22}$$

由于成员星的运动速度 V 是共同的，实际只需测量 μ（以角秒/年为单位）和 θ。

属于这种类型的星团叫做移动星团。利用移动星团可以确定 40～500 pc 范围内的距离，且精度相当高。只是目前发现的移动星团的数目很少，仅有 8 个，它们是：毕星团、昴星团、大熊星团、鬼宿星团、英仙星团、后发星团、天蝎—半人马星团和猎户星团。

这些移动星团都属于疏散星团。对于一些无法直接测量距离的疏散星团，只要能绘制出赫罗图，还可以通过和毕星团的赫罗图相比较确定其距离。具体做法是，移动未知距离的星团的赫罗图，使其主序和毕星团的主序相重合。由于毕星团的主序光度已知，由此便可以得出未知星团的光度。这样测定的距离可能存在一些误差，原因是毕星团成员星的年龄不一定和未知星团成员星的年龄相一致，不过，只要是用主序星的右下部分进行拟合，造成的误差并不严重。

四、造父视差

大质量的恒星，例如，3～20 个太阳质量的恒星，当其演化到晚期时，会呈现出不稳定的脉动现象，形成脉动变星。在这些脉动变星中，有一类脉动周期非常规则，它的典型星是仙王座 δ，是由歌德里克(J. Goodrick)于 1784 年发现的，中文名“造父一”，因而称之为造父变星。

20 世纪初，天文学家发现造父变星的光变周期 P 和其光度有着密切的联系，周期越长，光度越大，最早的工作是由美国女天文学家勒维特(Leavitt)于 1912 年在南非观测时发现的。在南半球，用肉眼便能看到两个星云：大麦哲伦云和小麦哲伦云，实际上这是两个离我们最近的河外星系。勒维特发现，在这两个星云里的造父变星，周期 P 和视星等 m 之间有着很好的相关性。由于同一星云里变星的距离一样，这就意味着其周期和光度相关。不久，天文学家就意识到，勒维特的发现具有划时代的意义。只要用独立的方法测出任何一颗造父变星的光度，便可以通过周光关系确定所有造父变星的光度，因为变星的周期是很容易测出的。

进一步研究表明，造父变星分属于两类星族，它们的周光关系也不一样。

$$\text{星族 I 造父变星}: M_p = -1.^{m}80 - 1.^{m}74\lg P \qquad (2.23)$$

$$\text{星族 II 造父变星}: M_p = -0.^{m}35 - 1.^{m}74\lg P \qquad (2.24)$$

式中 M_p 是照相绝对星等，P 是以天为单位的周期。这些造父变星的周期一般在 150 天，被称为长周期造父变星或经典造父变星。

造父视差的关键问题是所谓“零点问题”，即如何确定式(2.23)和式(2.24)中的常数项。问题的症结在于，所有的造父变星都离我们很远，无法用三角视差

的方法定出它们的距离，因此，如何独立而准确地定出哪怕一颗造父变星的距离，便解决了周光关系的零点问题。历史上，由于零点确定得不准确，曾使我们的宇宙尺度成倍地改变。近年来，由于在几个疏散星团中找到了造父变星，而这些疏散星团的距离又可以用星团视差中提到的拟合主星序的方法得出来，因而可以求出较准确的零点来。另外，20 世纪 90 年代后期，伊巴谷卫星直接测出了一些银河系内造父变星的三角视差，使测量精度提高很多。

目前在银河系内共发现了 700 多颗造父变星，遗憾的是，没有找到离我们很近的，最近的造父变星也在 200～300 光年之外。但是，也正是由于造父变星可以延伸到更远的距离，才使得天文学家首次根据造父变星正确地估计出了我们银河系的大小。

造父变星的重要性还在于能够在河外天体中直接发现，从而使得人类的视野从银河系延伸到了河外星系。正是由于造父变星在测定天文距离上的重要性，历史上把造父变星称之为“量天尺”。

在脉动变星中还有一类短周期的，叫做天琴座 RR 型变星，也被称为短周期造父变星。这类变星的光变周期只有 0.05～1.2 天，天琴座 RR 型变星的特征是绝对星等基本上是一样的：

$$M_v = 0^m.5 \pm 0^m.2$$

因此，只要测出其视星等便可以定出距离来，不足之处是其绝对星等太小，只能用于测定银河系内的距离。目前银河系内已经发现了 4 000 多颗这类变星，例如，利用球状星团内的天琴座 RR 型变星可以定出球状星团的距离。

§2.3　河外天体距离的测定

测定河外天体的距离，需要寻找可以测定距离的目标。凡属可测距离的天体统称为距离指示体(distance indicator)，所有测量距离的方法都是设法得到距离指示体的光度，即绝对星等 M，再根据观测的视星等 m 得出距离模数 $\mu = m - M$，从而求出距离。

一、造父变星

在上一节中已详细介绍了造父变星，被称为“量天尺”的造父变星是迈向河外

星系的第一步。首先，在靠近银河系的本星系群的星系中，都找到了造父变星。由于哈勃空间望远镜的上天，在室女座星系团和其他的不太远的星系团中也都找到了造父变星，因而为确定河外星系的距离创造了最直接和最有力的条件。

在河外星系中寻找造父变星有许多有利的条件，首先是造父变星的光度大，一般在$-7<M_v<-2$，比较容易发现；其次，造父变星的光度曲线容易被确认，其变幅大多超过1个星等，但是，造父变星所在的星系区域往往有气体和尘埃包围，需要做消光处理；另外，造父变星往往密集在一起，为精确测光带来了困难。总之，造父变星是测定河外星系，尤其是近距河外星系的最有力工具，但是，需要做细致的定标工作。

大麦哲伦云(LMC)是离银河系最近的河外星系。随着观测技术的提高，LMC 中的造父变星的定标精度也在不断提高。图 2.5 是由 58 颗造父变星给出的周光关系图，由此给出的周光关系公式为：

$$M_v=-2.756(\pm 0.054)[\lg P-1.4]-5.269(\pm 0.031) \qquad (2.25)$$

误差 $\delta_{rms}=0.219$

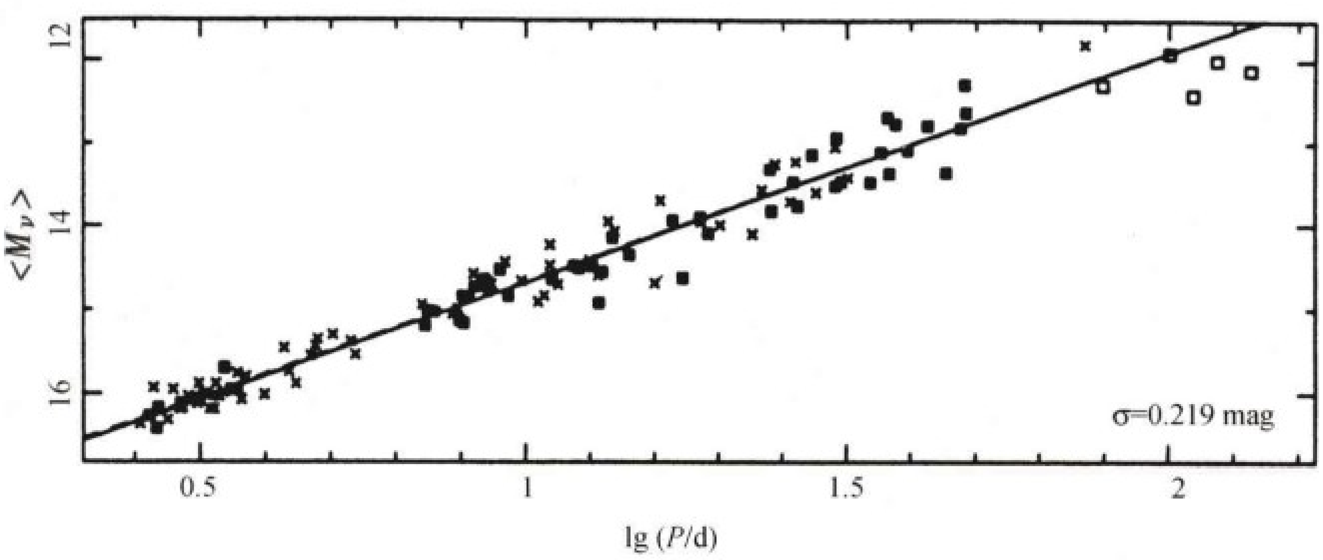


图 2.5　由大麦哲伦云(LMC)中造父变星绘制的周光关系，横坐标是天的对数，纵坐标是平均绝对视星等。其中□表示的 5 颗周期 $\lg P>1.8$，×表示的具有 V 和 I 波段测光，×字表示的仅有 V 波段测光

在河外星系中由空间望远镜找到的最远的造父变星是在室女星系团和天炉星系团中。图 2.6 标出了分别在这两个星系团中找到造父变星的两个星系 NGC1365 和 M100，在 NGC1365 中找到了 53 颗，在 M100 中找到了 50 颗。由图可以看出，这是一项多么艰巨而精细的观测工作，由这些造父变星给出的距离分别为：

NGC1365	18.4±1.0 Mpc
M 100	16.1±1.3 Mpc

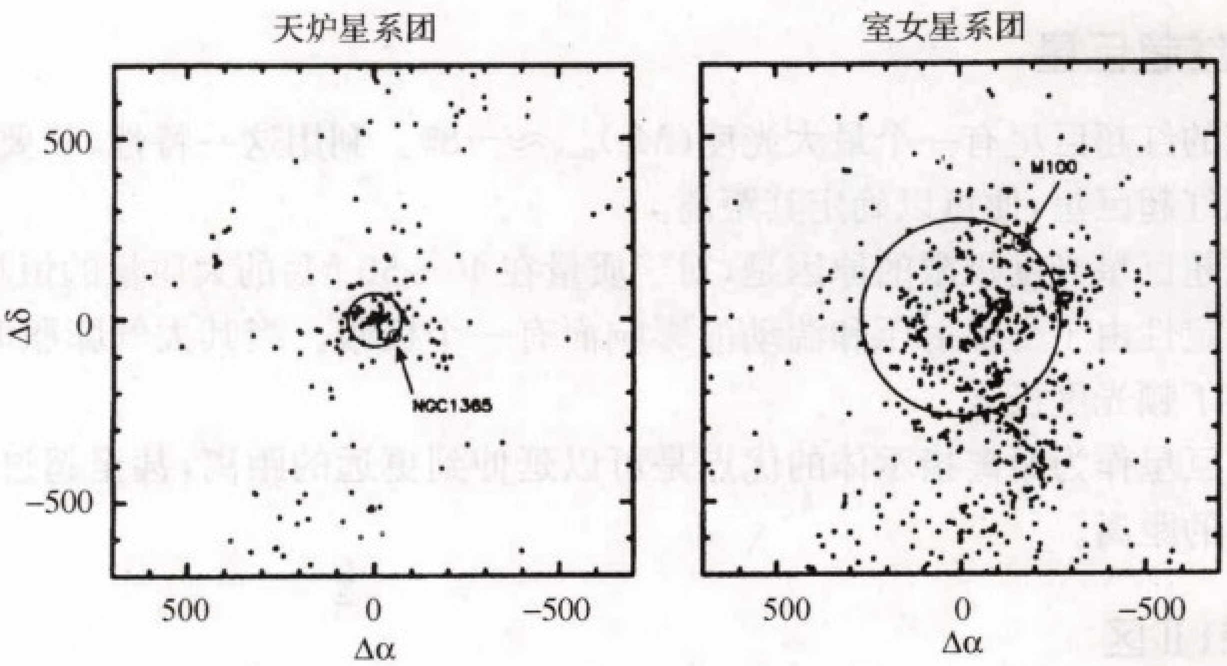


图 2.6　投影在天空中的室女星系团和天炉星系团，箭头指示的是发现造父变星的星系 M100 和 NGC1365

二、行星状星云

行星状星云具有一个普适的光度函数，且在光度函数的亮端有一个陡的截断(图 2.7)。

理论上，行星状星云是恒星演化处于水平分支的一个阶段，目前观测到的行星状星云，其中心星的质量分布局限于 $M=(0.61\pm0.02)M_{\odot}$。

大质量中心星的演化时标都很短，利用行星状星云的这一特征，将其开发为测定河外天体距离的指示体。具体做法是，由已知距离的星系得到一个普适的光度函数(图 2.7)，对于未知距离的星系，只要找到足够多的行星状星云，用其视星等构造出光度函数，再与普适的光度函数比较，便可以定出绝对星等来。

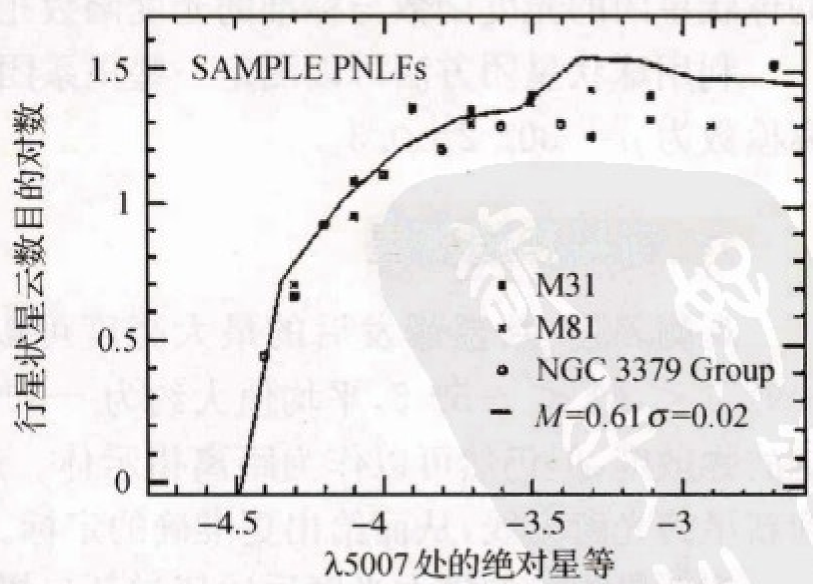


图 2.7　M31，M81，NGC3377，NGC3379 和 NGC3384 中的行星状星云给出的普适光度函数

利用行星状星云可以测量的距离达到 15 Mpc。行星状星云处于星系中的非尘埃区，易于观测，在所有哈勃型星系中都可以找到行星状星云，只是在晚型 Scs 星系中，有时会与 HⅡ互相混淆。

三、红超巨星

最亮的红超巨星有一个最大光度$(M_v)_{max}\approx-8^m$。利用这一特性，只要在星系中找到红超巨星，便可以确定其距离。

造成超巨星光度极限的原因是，对于质量在40～50 $M_\odot$的大质量的恒星，其大气的稳定性由于受辐射压和湍动的影响而有一个极限。当其大气膨胀时，最后达到爱丁顿光度极限。

红超巨星作为距离指示体的优点是可以延伸到更远的距离，甚至超过室女座星系团的距离。

四、HⅡ区

HⅡ区是星系中由电离氢形成的发亮云团。HⅡ区中最强的发射线是[OⅢ]5007 Å，以及H_β等。由于HⅡ区没有固定的大小，在用HⅡ区作为距离指示体时，首先用已知距离的星系确定HⅡ区的直径和光度的关系。测定未知距离的HⅡ区的直径，利用已知的直径—光度关系，便可以定出其光度，从而得到距离。

五、球状星团

球状星团也可以作为测量河外天体的距离指示体。单个球状星团的光度有较大的弥散，一般使用球状星团的光度函数，即观测一批球状星团，得到其光度分布。标准的球状星团的光度函数则是根据银河系内的观测得到的，将观测到的球状星团的光度函数与标准的光度函数相比较，便可以得到其距离模数。

利用球状星团方法可以测定一些星系团的距离，如室女座星系团，测得的距离模数为$\mu=30\overset{m}{.}2\pm0.3$。

六、新星和超新星

观测表明，新星爆发后的最大亮度可以达到$M_v\approx-9\overset{m}{.}0$，其弥散范围为$-9\overset{m}{.}5<M_v<-5\overset{m}{.}5$，平均值大约为$-7\overset{m}{.}6$。新星爆发的极大光度虽然有一定的弥散度，但仍然可以作为距离指示体。通过观测M31中的新星，还可以得到新星的光度曲线，从而给出更准确的定标。

超新星爆发的极大光度远远超过新星爆发，因此可以用来确定非常遥远的星系的距离。超新星主要分为两种类型：SNⅠ和SNⅡ。Ⅰ型超新星爆发光极大时$M_v^{max}\approx-19\overset{m}{.}6$。Ⅱ型超新星爆发光极大时不够稳定，平均值约为$-17\overset{m}{.}0$。因此，一般都是利用Ⅰ型超新星。

用超新星定距离，需要进行超新星巡天观测工作。首先在星系中发现超新星爆发，发现超新星后，立即监视连续观测，得到其爆发过程的光度曲线，确定爆发的光极大时刻和对应的光度，根据光极大的标准绝对星等便可以定出距离。

还可以通过测量超新星爆发时的角直径和膨胀速度来直接确定其距离，若超新星的距离为 D，角直径为 θ，则其膨胀速度可表示为

$$V_p=\theta D/(t-t_0) \tag{2.26}$$

式中 t 是观测时刻，t_0 是爆发时刻，V_p 可以通过观测其发射线的谱线宽度和位移量（蓝移）来确定，角直径 θ 目前可以用 VLBI 技术直接测定，这样由式(2.26)便可以定出距离来。

根据超新星技术测定距离得到的哈勃常数值一般都偏低，$H_0=50\sim60$。近年来，利用超新星方法不仅可以测定哈勃常数，还可以进一步确定其他的宇宙学物理常数，我们将在以后的章节中提到。

七、土利—费什尔方法

由土利(Tully)和费什尔(Fisher)在 20 世纪 70 年代发现的一种测定星系距离的方法十分有效，被广泛采用，称为 T—F 方法。

观测表明，旋涡星系的绝对星等和其 21cm 中性氢射电谱线的谱线宽度有关。对于一个旋涡星系，若谱线由于多普勒效应加宽，则其谱线宽度 W_0 应该和自转速度 V_m 成正比，即

$$W_0\propto 2V_m\sin i \tag{2.27}$$

V_m 是星系的最大自转速度，i 是星系盘面法线和视线的夹角，在 $i=90°$ 时，星系盘刚好平行视线方向，称为侧向(edge-on)。谱线被最大限度加宽；$i=0°$ 时，称为面向(face-on)。谱线仅保持其自然宽度，不受自转影响。

另一方面，星系的光度与其质量的大小有关，一般来说，

$$L\propto M,\qquad L\propto r^2$$

r 是星系的半径，考虑到

$$M\approx\frac{r(V_m)^2}{G} \tag{2.28}$$

则应该有

$$L\propto(V_m)^4$$

换为星等关系

$$M_v\propto\lg V_m\propto\lg\frac{W_0}{\sin i}$$

根据上面的分析，土利和费什尔给出了一个经验关系

$$M_{pg} = -6.25\lg\frac{W_0}{\sin i} - 3.5 \pm 0.3 \tag{2.29}$$

式中 M_{pg} 是照相星等，W_0 是 21 cm 氢线的宽度(单位为 km/s)，可以由射电观测直接得到，i 角一般通过照相方法得出。

近年来，由于红外技术的发展，被建议采用红外星等，这样可以减少照相星等受星际消光的影响。

实测表明，T—F 方法是十分有效的。由于可观测到的旋涡星系的数量很多，其测量范围延伸很远，可以达到 100 Mpc。在良好的观测条件下，单个星系的测量误差大约在 15%～30%。对于星系团来说，误差可以减少 $\sqrt{N}$ 倍(N 为星系数)，一般能达到小于 10%。用 T—F 方法测出的哈勃常数一般在 80～90 之间。

T—F 方法不仅用来测量哈勃常数，还可以得出宇宙的大尺度结构，以及哈勃流或特殊运动。到目前为止，对这一关系的物理意义目前还不能给出圆满的理论解释。

由 T—F 方法引申，可以利用星系的直径 D 与星系在视线方向上的速度弥散度 σ 的关系进行距离测量。

八、星系团中的最亮星系

为了测量更遥远的天体，就必须转向对星系团距离的测定。一般是取星系团中的亮星系作为距离指示体，这些亮星系都是椭圆星系，在具体测量中，为了减少误差，往往取第五颗最亮的星系作为标准。

如果要测量再遥远的距离，还可以整个星系团作为距离指示体。

九、直接测量方法

由于观测精度的不断提高，直接测量天体的物理量成为可能，从而可以直接得到天体的光度，它与一般利用距离指示体去估计光度有着很大的不同。

考虑一个球对称的膨胀天体，若球体本身的膨胀速度为 $V(t)$，角膨胀速率为 $\dot{\theta}$，则其离我们的距离应该为

$$D_M \equiv \frac{V(t)}{\dot{\theta}(t)} \tag{2.30}$$

由此得出的距离称为自行距离(proper-motion distance)。

对于Ⅱ型超新星来说，光球层被一个稀薄的气体云包围，其产生的连续谱是一个典型的天鹅座P型(P-Cygni)光谱。在连续谱的蓝端形成一条吸收线，测量吸收线轮廓在爆发过程中的频率位移，便可以得到光球的膨胀速度。但是，对于角膨胀速度 $\dot{\theta}=\frac{d\theta}{dt}$ 无法直接测到。不过，光球的角大小与我们接收到的辐射流量有关

$$\theta^2 \propto \frac{F_\mu}{F_\nu}$$

F_ν 是观测到的辐射流量，F_μ 是天体本身的辐射流量。对于Ⅱ型超新星来说，F_μ 用黑体谱给出，再与观测的 F_ν 比对，从而得到角度 θ 及其变化。实测表明，用黑体谱去拟合的误差在10%左右。

另一种直接测量方法是测量天体的角直径的大小。如果能够知道一个天体的固有大小 Δ，则由观测给出的角大小 θ 便可以定出距离

$$D_A \equiv \frac{\Delta}{\theta} \tag{2.31}$$

这样定出的距离称为角度距离。该方法可以用于前述的Ⅰ型超新星爆发，以及一些亮的星系，只要能够知道其标准大小。

§2.4　哈勃常数

由于哈勃定律的重要性，测定哈勃常数便成了观测宇宙学最基本的任务之一。准确测定 H_0 的关键是准确测定河外星系的距离，在上一节中详细讨论了各种测量方法，遗憾的是，到目前为止还无法找到一种绝对准确的距离尺度来确定 H_0。

首先回顾一下历史上对哈勃常数测量的进展和不断修正。

1929年，哈勃本人首次给出 $H_0=500$(为简单起见，在以后的讨论中一般都省略单位 km s^{-1} Mpc^{-1})。

1936年，哈勃考虑到星际消光的影响，将哈勃常数改为 $H_0=526$，误差15%。此后，这一数值一直认为是正确的。原因之一是由此给出的宇宙年龄 $H_0^{-1}=1.84\times10^8$ 年与当时用放射性元素方法测得的地壳中的古老岩石的年龄 1.8×10^8 年很一致。

第一次修正　一直到第二次世界大战之后才开始对哈勃常数进行大的修

正。首先是旅美德国天文学家巴德(Baade),他用刚投入使用的帕洛玛天文台 5 m 望远镜观测 M31 和邻近的星系,发现造父变星有两种类型。即经典造父变星和天琴座 RR 型造父变星,前者比后者亮。这样一来,原来用造父变星给出的麦哲伦云的距离模数要增加,相应的距离也要增加一倍,由 75 万光年增加到 150 万光年。因此,哈勃常数要减少一倍,即 $H_0=260$。

1956 年,哈马逊(Humasion)、迈耶尔(Mayall)和桑德奇(Sandage)总结了 620 个星系的红移数据,最大红移 $Z=0.202$。得出 $H_0=180$。

第二次修正 哈勃于 1953 年去逝,哈勃的工作由桑德奇担负起来。桑德奇从 1956 年起去帕洛玛山天文台工作,对哈勃常数进行了系统的测定工作。他首先发现哈勃所用的旋涡星系中的亮星实际上是 HⅡ区,而不是单个的星,两者相差达 $1^m.8$。就这一修正,哈勃常数应该为 $H_0=75$。

1961 年,桑德奇在美国伯克利举行的 IAU 讨论会上宣布,总结各种测量结果,H_0 应该在 75～113 之间,最概然值为 $H_0=98\pm15$。

此后,一般都取 $H_0=100$。

第三次修正 进入 20 世纪 70 年代以后,H_0 的测定更加系统化和精确化。其中,有两组工作最为重要,一组仍以桑德奇为首,认为 $H_0=50$;另一组以法国天文学家德·沃古利尔(de Vacualear)为首,认为 $H_0=100$。

桑德奇于 1974—1976 年在美国天体物理杂志(Ap. J)上发表一组文章,题目是"迈向哈勃常数"(Steps Toward to Hubble Constant),归纳其工作可以分为三步:

(1)利用造父变星的 $P—L$ 关系确定本星系群的每个星系的距离,直至 NGC403。根据这些星系的距离,定出星系中最亮红巨星的标准光度以及 HⅡ区的直径—光度关系。

(2)将最亮红巨星($M_v^{max}=-1.9\pm1$)和 HⅡ区的直径—光度关系应用到 M101 星系群和室女座星系团的 ScⅠ型星系,从而得到这些天体的距离,由此得出 $H_0=57\pm3$ 。

(3)利用T—F关系重新分析室女团各星系的距离,将其距离模数修正为 $m-M=31.70\pm0.08$,再利用室女团中最亮的椭圆星系作为距离指示体去定更远的星系团的距离,最后得到 $H_0=50.3\pm4.3$。

沃古利尔于 1978 年同样在 Ap. J 上发表一组文章"河外星系的距离尺度"(The Extragalactic Distand Scale),试图用多种距离指示体综合分析,以减少误差。沃古利尔也是分为三级定标:

(1)利用经典造父变星、天琴座 RR 型变星和新星确定本星系群的距离。

(2)利用球状星团、最亮恒星以及 HⅡ区去定出 M101 的距离。

(3)定义一个旋涡星系的光度指数 Λ_c，

$$\Lambda_c \equiv (T+L_c)/10$$

其中 T 是星系的形态分类，从 2 到 10 级；L_c 是星系的沃氏光度分类，从 1 到 9 级，T 和 L_c 由观测给出。按这种分类方法，Λ_c 和绝对星等 M 有着很好的相关性。沃古利尔共观测了 458 个旋涡星系，由此得出 $H_0=100 \pm 10$。

本书作者曾利用超新星和 Seyfert 2 星系分别独立地进行分析，得到的结果是

$$H_0=\begin{cases}52 \pm 5.5 & \text{超新星}\\ 50 \pm 8.2 & \text{Seyfert 2}\end{cases}$$

50 和 100 的分歧一直持续了很多年，一个重要的判据是关于宇宙的年龄。H_o的倒数表示宇宙形成的年龄，宇宙从大爆炸膨胀到现在所需要的时间称为哈勃年龄 t_{H}。由

$$d=Vt_{\mathrm{H}}=H_0 d t_{\mathrm{H}} \tag{2.32}$$

便可以得出

$$t_{\mathrm{H}}=\frac{1}{H_0} \tag{2.33}$$

将 H_0 的数值带入式(2.33)，得出哈勃年龄分别为

$$t_{\mathrm{H}}=\begin{cases}H_0^{-1}(50)=19.7\times10^9\ \text{年}\\ H_0^{-1}(100)=9.8\times10^9\ \text{年}\end{cases} \tag{2.34}$$

如果按目前估算的各种宇宙年龄，都超过 10^{10}年，因此，H_0 取小一些似乎更合理。

进入 20 世纪 90 年代，H_0的测定工作有了重要的进展，尤其是哈勃空间望远镜的上天，将测定 H_0作为其重要目标。其测定方法是直接寻找近距离星系中的造父变星，一直到室女星系团。由于造父变星的 P—L 关系误差较小，而且所有的距离测定都不需要间接地分步进行，因此，其测得的结果应该更准确。图 2.8 是由空间望远镜找到的造父变星定出的速度—距离关系，由此得出 $H_0=75 \pm 8$。

事实上，由空间望远镜 H_0 关键课题组给出的所谓最终结果和上述值略有不同，原因是最终结果考虑了除造父变星外的多种方法，并对所有的结果加权平均。最终结果为 $H_0=73 \pm 6$。

另一方面，以桑德奇为代表的一些人仍然坚持认为 H_0应该取 50 左右。表 2.1列出了近年来有代表性的测量结果。

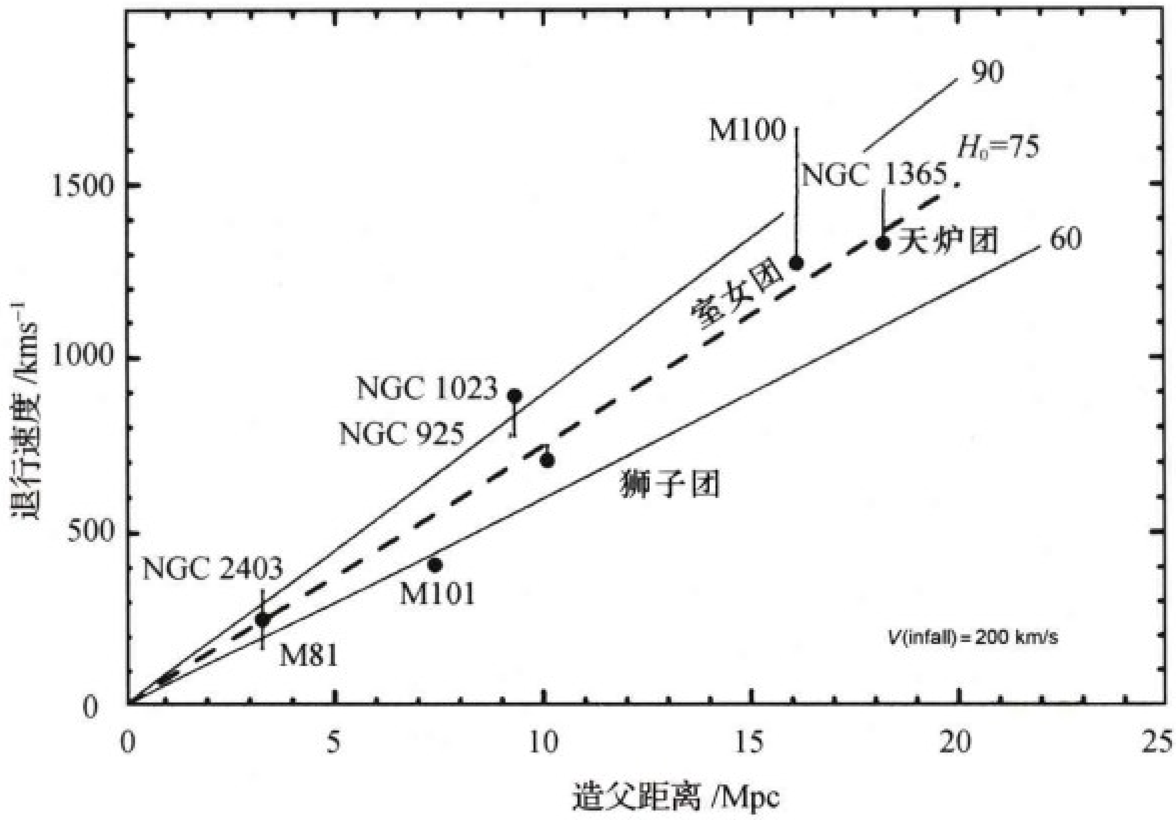


图 2.8　由近距离星系中的造父变星定出的速度—距离图。由速度—距离关系给出 H_0 的最佳平均值是 75，图中标出的是被测的造父变星所处的星系或星系团

表 2.1　哈勃常数的一批近期观测结果

H_0/(km s^{-1} Mpc^{-1})	测量方法	文献
86±18	室女团中行星状星云	Mendéz et al. (1993)
84±4	T—F 方法	Ford et al. (1996)
81±8	室女团中造父变星	van den Bergh (1995a)
80±12	SB 起伏	Jacoby et al. (1992)
78±11	M87 中球状星团	Whitmore et al. (1995)
75±8	天炉团中行星状星云	McMillan et al. (1993)
70±13	室女团中超新星	Della Valle & Livio(1995)
60 或 82	Lens 0957+561	Grogin & Narayan(1995)
55±17	S—Z 方法	Birkinshaw & Hughes(1994)
55～60	SNe la (理论上)	van den Bergh(1995b)
52±9	SNe la (1937C)	Saha et al. (1994)
52±8	SNe la (1972E)	Saha et al. (1995)
43±11	星系直径	Sandage(1993)
70±10	造父变星	Freedman(1996)
55±10	造父变星	Tamman(1996)
64±13	引力透镜	Turner(1997)

虽然各种测量方法给出的 H_0 值仍然有很大的差别，但是由于以空间望远镜为代表的测量结果更具有说服力，因此，目前 H_0 的取值一般认为应该大于 70。由此带来的一个严重问题是关于宇宙的年龄，基于球状星团的宇宙年龄至少在 12×10^9 年以上，更何况对于平直宇宙，其年龄只有 $\frac{2}{3}H_0^{-1}$，目前解决这一矛盾的出路只能求助于在宇宙模型中加上宇宙常数 Λ，有关 Λ 的详细讨论我们放在下一章中。

§2.5　哈勃定律的验证和哈勃流

在早期绘制的哈勃图上，就已经发现本星系群的若干星系不是严格地服从哈勃定律。尤其突出的是仙女座大星云 M31，其视向速度为负值，相对于太阳的速度为 $V=-80$ km /s，也就是说，其光谱线不是红移，而是蓝移。那么，出现这种情况是局部的呢，还是哈勃定律的正确性有一定的限度呢？

事实上，哈勃本人在其 1929 年的开拓性论文中对红移距离的看法是否普适仍然是糊涂的。他在论文的最后一句话中写道，“应该强调指出，在本讨论中所发现的线性关系，表示的是在有限的距离范围内的第一次近似。”

直到近代，有关红移距离的关系仍在不断地讨论，有三种可能的情形：

(1)到处都满足线性关系，无论在任何距离尺度上和任何时间内。

(2)在近距离范围内是二次型的，到了远处才变为线性的。

(3)到处都是二次型的。

一、近距离范围内的验证

可以设想一个巨大的三角形镶嵌在宇宙中，它随宇宙膨胀。如果红移现象完全是由于宇宙膨胀引起的，则三角形上各点的距离和膨胀速度应该满足

$$V_i=H(t)\ r_i \tag{2.35}$$

$H(t)$和三角形上各点的位置无关，仅可能是时间的函数。只有式(2.35)的线性关系成立，才能保证三角形的形状在膨胀过程中保持不变。另一方面，如果宇宙是均匀和各向同性的，宇宙中的各点应该是平权的，$H(t)$应该是常数。

近距星系的验证延伸到 $Z=0.2$。没有出现违背式(2.35)的现象。

二、星系的验证

测量 $Z>0.2$ 的星系的距离，需要对所测量的星等进行一系列的订正。例

如，要对测光光栏订正到标准的均匀孔径；要考虑银河系消光的影响；要考虑观测对象所在星系团的星系富度，它会影响星系的光度分布；还要考虑星系团中星系亮度的反衬度的不同，此外，还要考虑 K 订正。实测表明，只要进行上述修正去测定星系的距离，则一直到 $Z=0.3$。哈勃关系仍然成立。

三、高红移情况下的验证

当 Z 值超过 0.4 时，必须考虑宇宙的时空性质对红移—距离关系的影响。如果用视星等表示距离，桑德奇曾建议用下面的近似关系

$$m_b = 5\lg\left[Z\left(1+\frac{Z}{2}\right)\right]+\text{const}, \qquad q_0=0 \tag{2.36}$$

$$m_b = 5\lg\left[2\left(1+Z-\sqrt{1+Z}\right)\right]+\text{const}, \qquad q_0=1/2 \tag{2.37}$$

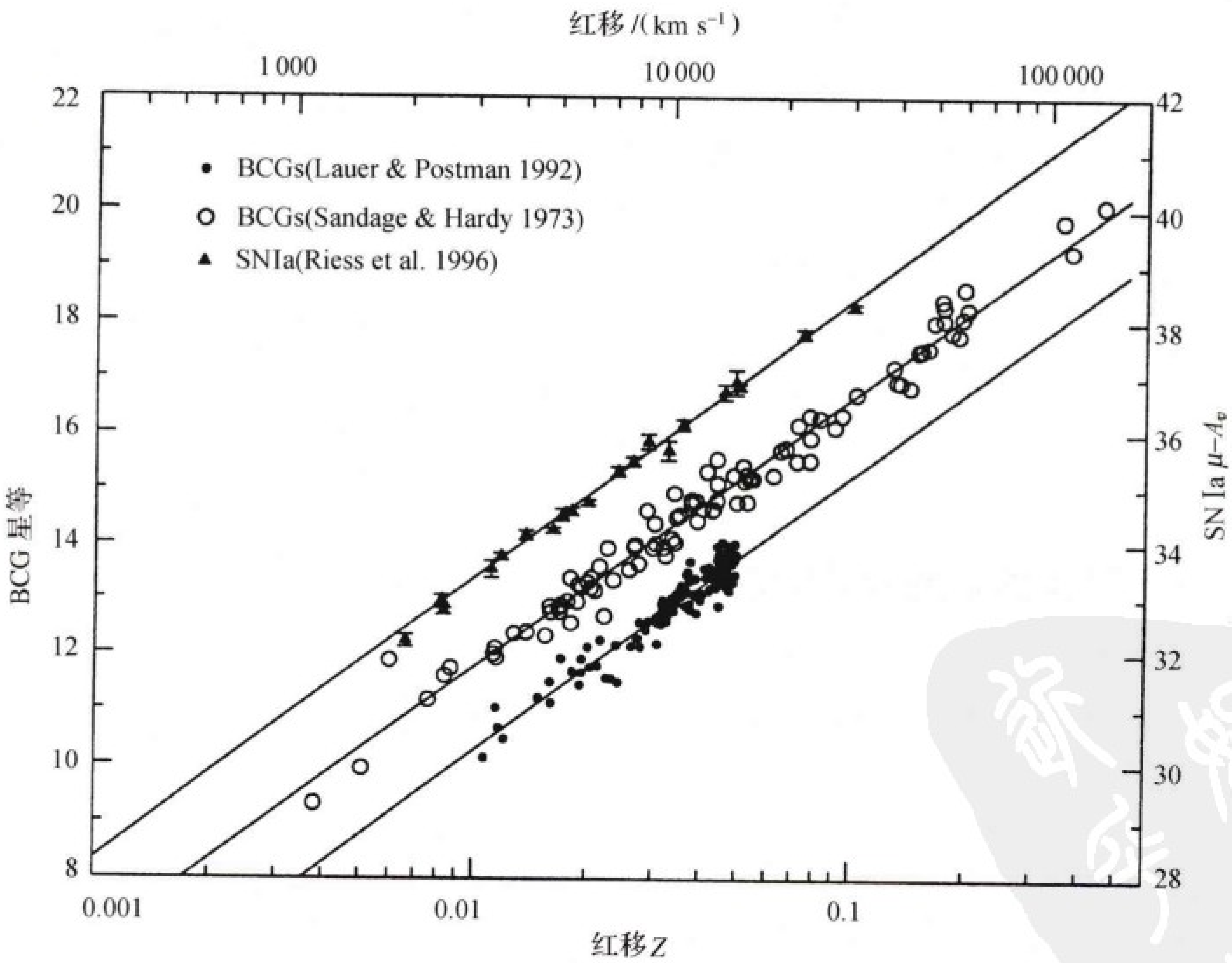


图 2.9　用最亮团星系和 Ia 型超新星得出的哈勃关系图。可以看出，线性关系符合得相当好

式中 m_b 是热视星等。因此，在验证高红移情况下的哈勃关系时，变为须同时确定 q_0 值。然而，上述两个公式给出的星等差，一直到 $Z=0.75$，才只有 $0^m.4$。加上观测本身的误差是无法准确定出 q_0 的。

在高红移情况下，除了考虑时空性质的影响以外，还需要考虑星系光度本身的光度演化效应，而星系本身的光度演化又是和所采用的宇宙模型有关的。问题的复杂性还在于，宇宙模型本身也必须要考虑演化效应。

在各种实测验证工作中，以最近完成的对最亮团星系（Brightest Cluster Galaxies，缩写为 BCGs）和Ⅰa 型超新星（SN Ⅰa）的距离测定最为出色。对这些天体的距离测定揭示，一直到 $150h^{-1}$ Mpc，哈勃关系仍严格服从，其误差为

$$\Delta H_0 / H = 0.07 \tag{2.38}$$

图 2.9 给出了实测的误差分布。

四、哈勃流和本动速度

根据以上的讨论，虽然在高红移情况下有不确定因素，但在所有距离尺度上，哈勃定律都是成立的。也就是说，宇宙中的所有天体都是处于均匀的、各向同性的膨胀状态中。天体的这种膨胀运动，常被称为哈勃流，其膨胀速度则称为哈勃速度。哈勃流所表现的是在宇宙大尺度上的一种平均运动，而在宇宙的各个局部区域，天体的分布和运动不一定是均匀的。事实上，天体除了参与宇宙的均匀膨胀外，还要附加一项固有运动，这种运动称为本动. 本动速度 V_p 可以表示为

$$V_p = V_r - V_H \tag{2.39}$$

式中，V_r 是天体的总视向速度，V_H 是哈勃速度。这里的本动速度仅仅是视线方向的投影分量，目前还难以完全测出天体的固有本动速度。

邻近星系的哈勃速度比较低，本动速度所显示的对哈勃流的偏离就比较大，这就是为什么若干本星系群的成员，尤其是 M31 明显地偏离哈勃定律。

测量星系的本动速度，一方面根据天体的红移值得出总视向速度 V_r；另一方面，要用独立的方法定出星系的距离 r，再根据哈勃定律得到其哈勃速度 V_H。这样，代入式(2.39)便得到星系的本动速度 V_p。

在本星系群范围内，星系的本动速度的测量结果为

$$-300 < V_p < 300 \text{ km/s}$$

至于在更大尺度上本动速度的测量及其特性，今后还会进一步讨论。

第三章 宇宙模型和宇宙的演化

§3.1 标准宇宙模型

广义相对论建立以后，对时空性质的认识有了一个飞跃。新的时空观和以往的时空观的最大区别是空间可以是弯曲的，而且空间的尺度可以随时间变化。用新的时空观对宇宙进行描述，逐步形成了一套完整的数学手段，建立起各种宇宙模型。在这些宇宙模型中，最流行的是 FLRW(Freidmann-Lemaitre-Robertson-Walker)模型，被称为标准宇宙模型。FLRW 模型也简称为弗里德曼(Freidmann)模型。

一、弯曲空间下的长度、面积和体积

为了便于理解弯曲空间的性质，我们从最简单的球面出发。考虑一个半径为 R 的球，相当于具有曲率 $K=1/R^2$。从表面任一点 P 画一个半径为 r(沿球的表面度量)的圆，则圆的长度 l 应该为

$$l=2\pi R\sin(r/R) \tag{3.1}$$

如果 r 同 R 相比很小，则上式可以展开为

$$l(r)=2\pi r[1-1/6(r^2/R^2)+O(r^4/R^4)] \tag{3.2}$$

括弧中 O 表示更小一阶的量。该式清楚地表示非欧空间的长度与欧氏空间下长度

$$l=2\pi r \tag{3.3}$$

之间的区别。

类似地，我们可以求出这个球帽所覆盖的面积

$$A(r)=2\pi R^2[1-\cos(r/R)] \tag{3.4}$$

当 r/R 很小时，上式同样可以展开为

$$A(r)=\pi r^2[1-1/12(r^2/R^2)+O(r^4/R^4)] \tag{3.5}$$

上式同样清楚地表示非欧空间的面积与欧氏空间下的面积

$$A=\pi r^2 \tag{3.6}$$

之间的区别。

式(3.2)和式(3.5)表明，从实用意义上，只要能够测定出局部的长度 l 或面积 A，便可以定出空间的曲率 $K=1/R^2$。

扩大到宇宙空间，如果宇宙在大尺度上是均匀的和各向同性的，也就是说满足宇宙学原理。对于这样的时空，罗伯逊(Robertson，1929，1936)和活尔克(Walker，1936)给出了在球坐标系(r,θ,φ)中点(r,θ,φ)和$(r+\mathrm{d}r,\theta+\mathrm{d}\theta,\varphi+\mathrm{d}\varphi)$之间线元的一般表达式

$$\mathrm{d}l^2=R^2(t)\left[\frac{\mathrm{d}r^2}{1-Kr^2}+r^2(\mathrm{d}\theta^2+\sin^2\theta\,\mathrm{d}\varphi^2)\right] \tag{3.7}$$

其中 R 称为宇宙尺度因子(scale factor)，表示宇宙尺度的大小，K 为空间的曲率，可以取为-1，0 和 1。

应当注意，从观测者到(r,θ,φ)点的距离在目前情况下并不是 r，而应该是空间中的流形距离，即由方程式(3.7)给出的距离。为简单起见，我们将坐标系旋转到 $\theta=\varphi=0$ 的平面上，则由式(3.7)给出

$$l=\int_{r=0}^{r}\mathrm{d}l=R(t)\int_0^r\frac{\mathrm{d}r}{\sqrt{1-Kr^2}}$$

$$=\begin{cases}R\sin^{-1}r, & K=1\\ Rr, & K=0\\ R\sin h^{-1}r, & K=-1\end{cases} \tag{3.8}$$

将式(3.8)写为 r 的表达式

$$r=\begin{cases}\sin l/R, & K=1\\ l/R, & K=0\\ \sin hl/R, & K=-1\end{cases} \tag{3.9}$$

可以看出，r 所表示的只是测量距离 l 与尺度因子 R 的比。

现在计算由 $r=0$ 到 r 的体积。根据体积的定义，应该有

$$V(r)=R^3\int_0^r\frac{r^2\,\mathrm{d}r}{\sqrt{1-Kr^2}}\int_0^{\pi/2}\sin\theta\mathrm{d}\theta\int_0^{2\pi}\mathrm{d}\varphi=4\pi R^3\int_0^r\frac{r^2\,\mathrm{d}r}{\sqrt{1-Kr^2}}\tag{3.10}$$

上式可以分别就 $K=1$, $K=-1$ 和 $K=0$ 给出积分表达式

$$V_1(r)=\frac{4\pi(Rr)^3}{3}\left[\frac{3}{2}\frac{\sin^{-1}r}{r^3}-\frac{3}{2}\frac{\sqrt{1-r^2}}{r^2}\right]\tag{3.11}$$

$$V_{-1}(r)=\frac{4\pi(Rr)^3}{3}\left[\frac{3}{2}\frac{\sqrt{1+r^2}}{r^2}-\frac{3}{2}\frac{\sin^{-1}h}{r^3}\right]\tag{3.12}$$

$$V_0(r)=\frac{4\pi(Rr)^3}{3}\tag{3.13}$$

如果将式(3.9)代入到上面的3个公式，并展开为级数，便可以得出以 l 表示的体积

$$V(l)=\frac{4\pi(l)^3}{3}\left[1-\frac{K}{5}\frac{l^2}{R^2}+O\left(\frac{l^4}{R^4}\right)\right]\tag{3.14}$$

式(3.14)中，当 $K=0$ 时，便回到欧氏空间；当 $K\neq0$ 时，KR^{-2} 相当于欧氏空间意义下的曲率。该式可以用来检验大尺度空间的性质，例如，如果能够计数某一空间内的全部星系，而每一星系的距离 l 也是已知的，则星系的数目与按欧氏空间计数的差便可以得到 KR^{-2}。

二、标准宇宙模型

将时空和光的传播距离联系起来，便很容易由式(3.7)给出下面的度规形式：

$$\begin{aligned}\mathrm{d}s^2&=c^2\mathrm{d}t^2-\mathrm{d}l^2\\&=c^2\mathrm{d}t^2-R^2(t)\left[\frac{\mathrm{d}r^2}{1-Kr^2}+r^2(\mathrm{d}\theta^2+\sin^2\theta\mathrm{d}\varphi^2)\right]\end{aligned}\tag{3.15}$$

式中 c 是光速，这便是著名的罗伯逊—沃尔克(Robertson-Walker)度规简称 R—W 度规。

R—W 度规中的 K 是空间曲率。它可以有三种不同的取值：正值、负值和零。为方便计，K 取正负值时常常用±1来表示。

(1)K 为正值，表示球面空间，对应的宇宙是有限封闭的、振荡型的。

(2)K 为负值，表示双曲面空间，对应的宇宙是无限开放的。

(3)K 为零，表示平直空间，即欧氏空间，对应的宇宙是无限开放的，也称为爱因斯坦—德西特宇宙。

式(3.15)中的尺度因子 $R(t)$ 仅仅是时间的函数，与坐标无关。在一定意义下，$R(t)$ 可以理解为“宇宙的半径”。R—W 度规的精髓正是引入了 $R(t)$，$R(t)$ 描述了宇宙的动力学性质。我们的宇宙目前正处于膨胀状态，$R(t)$ 随时间增加。但因 K 的不同，$R(t)$ 会有不同的走向，或者无限地膨胀下去，或者膨胀之后再收缩。

R—W 度规中的径向坐标 r 需要加以说明。如上面所讨论的，它并不是从观测者($r=0$)到天体的距离，而是所谓的径向共动距离坐标(radial comoving distance coordinate)。图 3.1 说明了 r 的含义。我们所观测的星系都是沿着“过去”的光锥。为了得到星系的距离，我们必须定义在“现在”的纪元参考系里的距离。所有的星系世界线(word lines)如图 3.1 所示，星系都参与膨胀。所有对星系的观测都是沿着以观测者为中心的过去的光锥。r 实际上是不可测量的，因为我们只有把星系的位置从过去的纪元投影到现在的纪元才能得知 r，而宇宙的这一动力学过程是不知道的。因此，r 仅仅是和星系一起运动的标志而已，真实距离的改变都体现在 $R(t)$ 的变化中，真实可测的距离是式(3.8)中的 l。

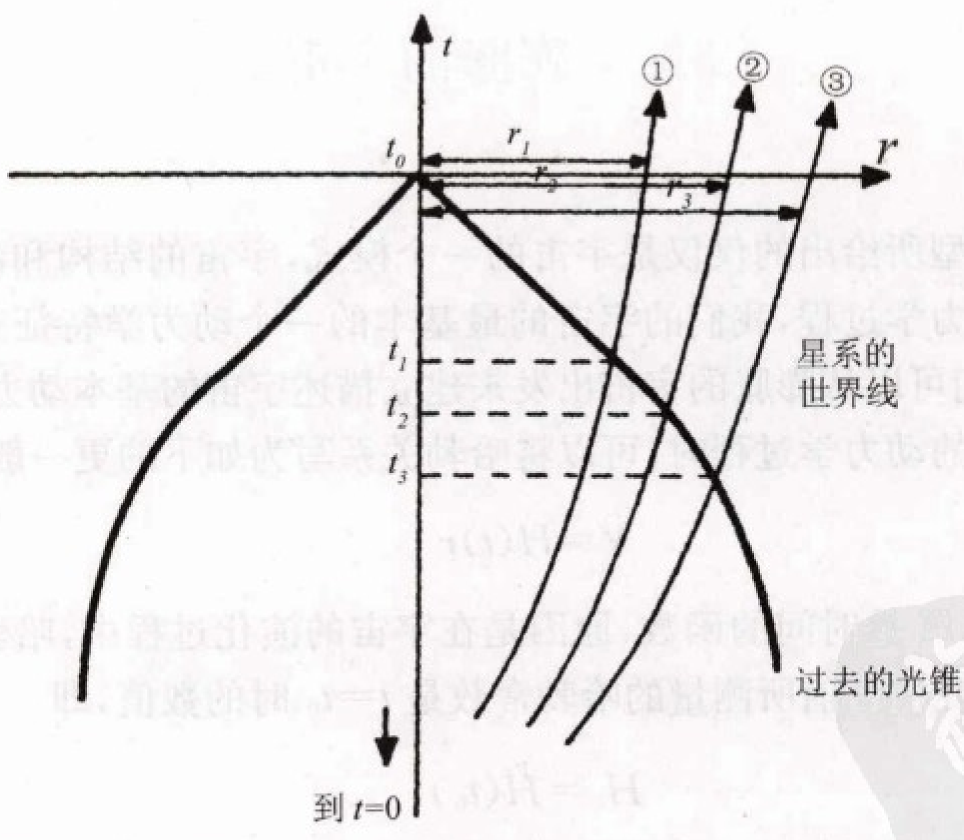


图 3.1　表明径向共动距离坐标的时空图

各种宇宙模型的实质都在于确定 $R(t)$ 随时间的变化形式。在 FLRW 的标准宇宙模型中，$R(t)$ 随时间膨胀的变化可以用一个级数来表示。若目前的时间为 t_0，所讨论的时间为 t，且 t 与 t_0 的间隔不太大时，$R(t)$ 按泰勒级数展开为

$$R(t)=R(t_0)+\frac{\mathrm{d}R(t_0)}{\mathrm{d}t}(t-t_0)+\frac{1}{2!}\frac{\mathrm{d}^2R(t_0)}{\mathrm{d}t^2}(t-t_0)^2+\cdots$$

$$=R(t_0)\left[1+\frac{\dot{R}(t_0)}{R(t_0)}(t-t_0)+\frac{1}{2}\frac{\ddot{R}(t_0)}{R(t_0)}(t-t_0)^2+\cdots\right] \quad (3.16)$$

上式中的第二项的系数所表示的正是宇宙的膨胀速度，也就是哈勃常数

$$H_0\equiv\frac{\dot{R}(t_0)}{R(t_0)} \quad (3.17)$$

至于第三项系数则和宇宙膨胀的加速度有关。

概括起来，我们可以把标准宇宙模型归纳如下：

(1)宇宙起源于一次热大爆炸；

(2)宇宙中的物质分布是均匀的和各向同性的；

(3)目前的宇宙处于膨胀状态中；

(4)宇宙时空用 R—W 度规来描述。

§3.2 膨胀的宇宙

标准宇宙模型所给出的仅仅是宇宙的一个模式，宇宙的结构和演化还有赖于宇宙本身的动力学过程，我们的宇宙的最基本的一个动力学特征是不断地在膨胀。因此，我们可以从膨胀的宇宙出发来建立描述宇宙的基本动力学方程。

在讨论宇宙的动力学过程时，可以将哈勃关系写为如下的更一般的形式

$$\mathbf{V}=H(t)\boldsymbol{r} \quad (3.18)$$

其中的哈勃常数 H 是时间的函数，原因是在宇宙的演化过程中，哈勃常数显然会随时间变化。我们目前所测量的哈勃常数是 $t=t_0$ 时的数值，即

$$H_0=H(t_0) \quad (3.19)$$

一般来说，验证式(3.18)是一个十分复杂的问题。观测者要测量河外天体的速度和距离，必须使用光的传播讯号，而光的传播需要一定的时间。因此，观测者现在测出的速度和距离必然是天体过去的状态，那时的速度和距离同现在是不一样的。而且哈勃常数 $H(t)$ 也是不一样的。由此可见，当把宇宙的动力学过程考虑进去，宇宙的现状是怎样将是一个复杂的问题，必须把宇宙过去的演化方程考虑进去。不过，正如在第二章中所讨论过的，目前的观测事实都没有违背哈勃关系。

将式(3.18)写为如下的形式

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{r}}{\mathrm{d}t}=H(t)\boldsymbol{r} \tag{3.20}$$

定义尺度因子R为

$$R(t)\equiv\frac{r(t)}{r(t_0)} \tag{3.21}$$

其中$r(t)$是天体的共动坐标，$r(t_0)$是现在时间$(t=t_0)$的共动坐标。这样，式(3.20)便可以写为

$$\frac{1}{R}\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}=H(t) \tag{3.22}$$

在均匀的和各向同性的假定下，如果宇宙中的总质量不会改变，压力的影响可以忽略，则宇宙中的物质密度ρ必然随$R(t)^{-3}$减小

$$\rho(t)R(t)^3=\rho(t_0)R(t_0)^3\equiv\rho_0 \tag{3.23}$$

一般情况下可取$R(t_0)=1$，这样，$\rho(t_0)=\rho_0$是$t=t_0$时的密度。

宇宙中物质的运动必然是在力的作用下，而目前所能考虑的力只有引力，也就是说，目前的天体的退行运动是由于宇宙中物质的引力作用引起的。忽略掉压力的影响，引力可以用泊松方程来表示

$$\nabla\cdot\boldsymbol{F}=-4\pi G\rho \tag{3.24}$$

其中G是万有引力常数。考虑宇宙中单位质量物质的加速运动，则可以写为

$$\boldsymbol{F}=\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{V}}{\mathrm{d}t} \tag{3.25}$$

对式(3.20)微分

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{V}}{\mathrm{d}t}=\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}[H(t)\boldsymbol{r}]=\boldsymbol{r}\left(\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t}+H^2\right) \tag{3.26}$$

将式(3.26)两边用∇算符作用，注意到H仅仅是t的函数，并将式(3.24)代入，则有

$$\left[\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t}+H^2\right]\nabla\cdot\boldsymbol{r}=-4\pi G\rho \tag{3.27}$$

而$\nabla\cdot\boldsymbol{r}=3$，故上式变为

$$\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t}+H^2=-\frac{4}{3}\pi G\rho \tag{3.28}$$

我们感兴趣的是 $R(t)$，将式(3.22)代入上式，不难得到

$$\frac{1}{R}\frac{\mathrm{d}^2R}{\mathrm{d}^2t}+\frac{4}{3}\pi G\rho=0 \tag{3.29}$$

式(3.29)表明，只要宇宙不是真空的，即 $\rho\neq0$，宇宙便不可能处于静止状态，加速度是必然的。将式(3.29)乘以 $2R\mathrm{d}R/\mathrm{d}t$，并代入式(3.23)，得

$$2\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}\frac{\mathrm{d}^2R}{\mathrm{d}^2t}+\frac{8\pi G}{3}\rho_0\frac{1}{R^2}\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}=0 \tag{3.30}$$

式(3.30)刚好是一个对 t 的完整积分，

$$\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}\left[\left(\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}\right)^2-\frac{8\pi G}{3}\rho_0\frac{1}{R}\right]=0 \tag{3.31}$$

因此，

$$\left(\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}\right)^2-\frac{8\pi G}{3}\rho_0\frac{1}{R}=\mathrm{const} \tag{3.32}$$

引入曲率 K，令 $\mathrm{const}=-Kc^2$，ρ_0 以 ρR^3 代替，便得到

$$\left(\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}\right)^2-\frac{8\pi G}{3}\rho R^2=-Kc^2 \tag{3.33}$$

式(3.33)是关于 $R(t)$的最基本的方程式。这是一个典型的微分方程，对应于方程中常数项的不同取值，便得到 $R(t)$的不同形式的解，这些解分别对应于不同的宇宙模型。在推导该方程时，我们忽略了宇宙中压力项的影响，因此，由该方程给出的宇宙模型都属于“零压宇宙”模型。

将式(3.33)稍加变换，便可以得到弗里德曼方程。将式(3.29)的 ρ 代入到方程中，两边除以 R^2，得

$$\frac{1}{R^2}\left(\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}\right)^2+\frac{2}{R}\frac{\mathrm{d}^2R}{\mathrm{d}^2t}=-\frac{Kc^2}{R^2} \tag{3.34}$$

式(3.34)是弗里德曼直接从爱因斯坦场方程得到的，称为弗里德曼方程。弗里德曼是前苏联著名的物理学家，他得到上述方程是在1925年，不幸第二年，他便在列宁格勒去世了。弗里德曼方程和式(3.33)是完全一致的。

我们在推导式(3.33)时，完全是从牛顿力学的观点出发的，并没有直接涉及广义相对论，两者的区别在于对 ρ 和 K 的理解。在牛顿力学框架里，ρ 是物质的密度，而在相对论宇宙中，ρ 应是总能量密度除以 c^2，即

$$E=\frac{4}{3}\pi\rho c^2r^3 \tag{3.35}$$

对于 K 来说,从牛顿力学的观点来看,K 是作为积分常数出现的,而在相对论宇宙论中,K 是空间曲率。将式(3.33)两边除以 R^2,乘以 $\frac{1}{2}r^2$,注意到第一项用哈勃关系代入,则得

$$\frac{V^2}{2}-\frac{GM(r)}{r}=-\frac{Kc^2r^2}{2R^2} \tag{3.36}$$

其中

$$M(r)=\frac{4}{3}\pi r^3\rho \tag{3.37}$$

是半径 r 内的总质量。式(3.36)左边第一项和第二项的含义分别是在距离 r 处单位质量的动能和势能,因此,K 也相当于对宇宙中总能的一种测量。

历史上,有关 $R(t)$ 的方程和解是从解爱因斯坦方程得到的。除去上面的弗里德曼方程以外,最早给出爱因斯坦场方程解的是爱因斯坦本人,爱因斯坦场方程可以写为

$$G_{u\nu}=-\chi T_{u\nu} \tag{3.38}$$

后来,爱因斯坦在场方程中又引入了宇宙因子 Λ,变为

$$G_{u\nu}+\Lambda g_{u\nu}=-\chi T_{u\nu} \tag{3.39}$$

其中 $\chi=8\pi G/c^4$,$G_{u\nu}$ 是爱因斯坦张量,$T_{u\nu}$ 是能量动量张量,$g_{u\nu}$ 是度规张量。1917 年爱因斯坦就其场方程给出了一个稳定态宇宙的解,即 R 不随时间变化。Λ 可以取为

$$\Lambda_c=\frac{64\pi^2}{9\chi^2M^2} \tag{3.40}$$

而

$$R_c=\frac{1}{\sqrt{\Lambda_c}} \tag{3.41}$$

有关爱因斯坦场方程的建立和其解,读者可以在任何一本广义相对论的书中找到。后来,勒梅特(Lemaitre)指出,爱因斯坦的解是不稳定的。1927 年,他从式(3.39)得出 R 必须满足两个方程

$$\frac{4}{3}\pi R^3\rho=M=\text{const}>0 \tag{3.42}$$

和

$$\left(\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}\right)^2=\frac{2GM}{R}+\frac{\Lambda R^2}{3}-Kc^2 \tag{3.43}$$

上述中的第一个方程即宇宙中的质量守恒，而第二个方程其实就是式(3.33)或弗里德曼方程，只要取宇宙因子 $\Lambda=0$。从式(3.43)可以看出，只要爱因斯坦给出的 R 受到任何的微扰，即 $\mathrm{d}R/\mathrm{d}t$ 一旦不为零，它就会随着时间不断地改变。宇宙或者膨胀，或者收缩，总是处在加速运动的状态中。后来，哈勃的观测证实了宇宙是处于膨胀状态，从此，对 $R(t)$ 的演化过程的研究便进一步深入和全面了。

§3.3 标准宇宙模型下的基本物理量

为了进一步讨论宇宙的演化过程，需要从膨胀宇宙的观点出发，引入描述宇宙物理状态的一些最基本的物理参量，并讨论它们之间的联系。

一、红移

从 R—W 度规出发，

$$\mathrm{d}s^2=c^2\mathrm{d}t^2-R^2(t)\left[\frac{\mathrm{d}r^2}{1-Kr^2}+r^2(\mathrm{d}\theta^2+\sin^2\theta\,\mathrm{d}\varphi^2)\right] \tag{3.44}$$

上式中旋转坐标平面，使 $\theta=\varphi=0$，并使光线沿 $\mathrm{d}s=0$ 的路径传播，便得到

$$\frac{c\mathrm{d}t}{R(t)}=\frac{\mathrm{d}r}{\sqrt{1-Kr^2}} \tag{3.45}$$

利用上式来讨论光信号在宇宙空间中的传播。若一个天体处在距离 r 处，观测者处在 $r=0$ 处，天体在 $t+\delta t$ 间发出的光，观测者在 $t_0+\delta t_0$ 时间接收到，对于第一个光信号，应该积分上式

$$-c\int_{t_0}^{t}\frac{\mathrm{d}t}{R(t)}=\int_0^r\frac{\mathrm{d}r}{\sqrt{1-Kr^2}} \tag{3.46}$$

上式中的负号是由于光的传播过程使 $t_0>t$。对于最后一个光信号，类似地有

$$-c\int_{t_0+\delta t_0}^{t+\delta t}\frac{\mathrm{d}t}{R(t)}=\int_0^r\frac{\mathrm{d}r}{\sqrt{1-Kr^2}} \tag{3.47}$$

这里的关键是，天体的共动距离坐标 r 是不变的，因为它不是时间的函数，不随时间变化。这样，由上两式的右边是一样的，于是有

$$\int_{t_0}^{t}\frac{\mathrm{d}t}{R(t)}=\int_{t_0+\delta t_0}^{t+\delta t}\frac{\mathrm{d}t}{R(t)}=\int_{t_0}^{t}\frac{\mathrm{d}t}{R(t)}+\frac{\delta t}{R(t)}-\frac{\delta t_0}{R(t_0)} \tag{3.48}$$

或

$$\frac{\delta t}{R(t)}=\frac{\delta t_0}{R(t_0)} \tag{3.49}$$

δt 是天体发射一段光波的时间间隔，δt_0 是观测者收到同一段光波的时间间隔，由于天体的运动，观测到的频率要发生变化，

$$\delta t\propto\frac{1}{\nu},\delta t_0\propto\frac{1}{\nu_0} \tag{3.50}$$

因此，由式(3.49)得

$$\frac{\nu_0}{\nu}=\frac{R(t)}{R(t_0)} \tag{3.51}$$

习惯上，用波长和红移来表示，

$$Z=\frac{\lambda_0-\lambda}{\lambda}=\frac{R(t_0)-R(t)}{R(t)} \tag{3.52}$$

或

$$1+Z=\frac{R(t_0)}{R(t)} \tag{3.53}$$

该式又称为勒梅特方程。方程中，如果尺度因子 $R(t_0)>R(t)$，表示宇宙在膨胀，则 $Z>0$，谱线红移；反之，$R(t_0)<R(t)$，表示宇宙在收缩，则 $Z<0$，谱线蓝移。

二、天体的距离

由于我们的宇宙处在膨胀状态，定义由观测者到一个天体的距离便变得十分麻烦。例如，当观测者测量一个天体的距离时，是指天体发出光的时刻的距离呢，还是指接收到光的时刻的距离呢？还是指某种平均距离？事实上，我们可以从不同的角度来定义距离。但无论用哪一种方式定义的距离都应该是基于可测量的基础上。

1. 光度距离

最常用的距离是光度距离 D_l(luminosity distance)。光度距离依赖于天体的视亮度和绝对光度，定义为

$$D_l\equiv\left(\frac{L}{4\pi l}\right)^{1/2} \tag{3.54}$$

式中 l 是天体的视亮度，L 是绝对光度。显然，这就是我们在第二章中用来测定距离的最基本方法，即根据天体的绝对星等和视星等来确定距离。

2. 角直径距离

另一种距离是角直径距离 (angular-diameter distance)，定义为

$$D_A \equiv \frac{\Delta}{\theta} \tag{3.55}$$

式中 θ 是天体的角直径，Δ 是天体的固有的线直径。测量天体的 D_A 需要已知天体的固有大小，通过测量其角直径得出距离。

3. 自行距离

第三种是自行距离 D_p(proper-motion distance)，定义为

$$D_p \equiv \frac{V_T}{\mu} \tag{3.56}$$

式中 V_T 是和观测者视线方向垂直的运动速度分量，μ 是自行。如果天体的固有运动速度已知，则通过测量自行便可以得出距离 D_p。第二章中的星团视差便是测量的自行距离。

以上所讨论的三种距离都离不开宇宙的膨胀和空间的几何性质，这也是为什么我们在这里重新讨论距离的原因。考虑最简单的爱因斯坦—德西特宇宙的情形，即 $K=0$，则天体的距离应该如式(3.8)所给出的为 $R(t)r$。不过，天体在发射光波时间 t_e，离我们的距离为 $R(t_e)r$，到观测者接收到光波时间 t_0，天体离我们的距离已经是 $R(t_0)r$ 了。我们通常所指的距离应该是后者，即

$$D = R(t_0)r = R_0 r \tag{3.57}$$

在光度距离中，我们所测量的光度还要受到红移的影响，因此需要改正红移对能量衰减的影响，乘以因子$(1+Z)$，则

$$D_L = R_0 r(1+Z) \tag{3.58}$$

对于角直径距离来说，情形略有不同。观测者测量的角度，是由天体直径的两端同时发出的光，观测者所测出的角度是天体发射时的角度，因此，其距离应该是

$$D_A = R(t)r = R_0 r(1+Z)^{-1} \tag{3.59}$$

对于自行距离来说，两个量都是从天体直接测量，不受红移影响，因此，

$$D_p = R_0 r \tag{3.60}$$

考虑一般的距离表达式

$$dr=\frac{c\mathrm{d}t}{R(t)} \tag{3.61}$$

将 $R(t)$ 和 Z 的关系代入便得到

$$dr=\frac{c\mathrm{d}Z}{H_0(1+Z)(2q_0Z+1)^{1/2}} \tag{3.62}$$

式(3.62)q_0 为减速因子，后面会详细讨论。

从 $Z=0$ 到 Z 积分上式，从而得到 r 的表达式

$$r=\frac{Zc}{H_0(2q_0-1)^{1/2}}\left[\tan^{-1}\left(\frac{2q_0Z+1}{2q_0-1}\right)^{1/2}\tan^{-1}(2q_0-1)^{-1/2}\right] \tag{3.63}$$

上式进行代数运算，马丁(Matting)于 1958 年曾给出普适的距离关系为

$$r=\frac{(2q_0-1)^{1/2}}{q_0^2(1+Z)}[Zq_0+(q_0-1)\{-1+(2q_0Z+1)^{1/2}\}] \tag{3.64}$$

因而距离的表达式为

$$D=R_0r=\frac{c}{H_0q_0^2(1+Z)}[Zq_0+(q_0-1)\{-1+(2q_0Z+1)^{1/2}\}] \tag{3.65}$$

三、哈勃常数和减速因子

我们所观测的哈勃常数，是指目前时间的数值，因此常用 H_0 来表示

$$H_0\equiv H(t_0) \tag{3.66}$$

事实上，哈勃常数是随着时间在改变的，我们可以用尺度因子来表示更一般形式的哈勃定律

$$\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}=H(t)R \tag{3.67}$$

这样，哈勃常数随时间的变化为

$$\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t}=\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left[\frac{1}{R}\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}\right]=\frac{1}{R}\frac{\mathrm{d}^2R}{\mathrm{d}t^2}-\frac{1}{R^2}\left(\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}\right)^2=H^2\left[R\left(\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}\right)^{-2}\frac{\mathrm{d}^2R}{\mathrm{d}t^2}-1\right] \tag{3.68}$$

引入一个参量

$$q\equiv-R\left(\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}\right)^{-2}\frac{\mathrm{d}^2R}{\mathrm{d}t^2} \tag{3.69}$$

q 称为宇宙减速因子(cosmic deceleration parameter)，则式(3.68)可表示为

$$\frac{\mathrm{d}H}{\mathrm{d}t}=-H^2(q+1) \tag{3.70}$$

宇宙减速因子所表示的是宇宙膨胀的加速度，若宇宙的膨胀是均匀的，即

$$\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}=\mathrm{const} \tag{3.71}$$

则 $q=0$。因此，通过测量 q 值的大小以确定宇宙膨胀的性质。同样地，用 q_0 表示目前时间的值，$q_0=q(t_0)$ 。在 $R(t)$ 的展开式(3.16)中，引入 q_0 值便可以写为

$$R(t)=R(t_0)\left[1+H_0(t-t_0)-\frac{1}{2}q_0H_0^2(t-t_0)^2+\cdots\right] \tag{3.72}$$

其中

$$H_0\equiv\frac{\dot{R}(t_0)}{R(t_0)} \tag{3.73}$$

和

$$q_0\equiv-R(t_0)\frac{\ddot{R}(t_0)}{\dot{R}^2(t_0)} \tag{3.74}$$

四、物质密度和密度参数

如果宇宙中的物质不会自发地产生或消失，则宇宙中的总物质应该是一个常数，$M=\frac{4}{3}\pi R^3\rho=\mathrm{const}$，即式(3.42)。通常是将物质密度与哈勃常数和减速因子联系起来，由式(3.29)得出

$$\rho=-\frac{3\ddot{R}}{4\pi GR}=\frac{3H^2q}{4\pi G} \tag{3.75}$$

目前的密度值为

$$\rho_0=\frac{3H_0^2q_0}{4\pi G} \tag{3.76}$$

常定义一个临界密度值 ρ_c：

$$\rho_c\equiv\frac{3H_0^2}{8\pi G}=5\times10^{-30}\left(\frac{H_0}{50}\right)^2\quad \mathrm{g\ cm^{-3}} \tag{3.77}$$

式(3.77) $\left(\frac{H_0}{50}\right)$ 表示 H_0 以 50 为单位的取值，相应地定义一个密度参数值 Ω_0

$$\Omega_0\equiv\frac{\rho_0}{\rho_c} \tag{3.78}$$

物质的临界密度值是一个重要的参量，它决定宇宙的膨胀趋势。为了进一步说明这一点，我们看以下几个参数之间的关系，由弗里德曼方程式(3.34)，以及 q 和 H 的表达式，不难得出

$$1-2q=-\frac{Kc^2}{H^2R^2} \tag{3.79}$$

或者

$$-Kc^2=H_0^2R_0^2(1-2q_0) \tag{3.80}$$

从上式可以看出，K 的符号取决于 q_0 大于或小于 1/2，当 $q_0=1/2$ 时，$K=0$。

另一方面，从式(3.76) 和(3.78)很容易得出

$$q_0=\frac{1}{2}\Omega_0 \tag{3.81}$$

这样一来，我们便可以把宇宙的空间曲率和几个基本参数统一地联系在一起了。

五、宇宙学时间和回顾时间

我们已经讨论过了天体到观测者的距离 D。根据哈勃关系，天体的距离也可以用红移 Z 来表示。在宇宙学中，往往感兴趣的是天体的演化时标。我们将天体存在的时间称为宇宙学时间，也就是从大爆炸起 $Z=\infty$ 演化到该天体红移为 Z 所需要的时间，宇宙学时间可以表示为 $T(Z)$。所谓回顾时间是指从观测者($Z=0$)到天体所经历的时间，也就是天体发出的光传播到观测者的时间，一般用 T_L 表示。如果宇宙现在的年龄为 T_0，则显然

$$T_L=T_0-T(Z) \tag{3.82}$$

对于宇宙学时间，我们仍然从基本动力学方程式(3.33)出发，将式中的 K 用 Ω_0 表示，取 $R_0=1$，则不难得到

$$\left(\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}\right)^2=H_0^2\left[\Omega_0\left(\frac{1}{R}-1\right)+1\right] \tag{3.83}$$

利用 $R=(1+Z)^{-1}$，上式给出

$$\frac{\mathrm{d}Z}{\mathrm{d}t}=-H_0(1+Z)^2(\Omega_0 Z+1)^{1/2} \tag{3.84}$$

将上式从 $Z=\infty$ 积分到 Z，对应的时间从 0 到 t 便是对应于 Z 值的宇宙学时间，也就是该天体从大爆炸开始起的时间

$$T(Z)=\int_0^t \mathrm{d}t=-\frac{1}{H_0}\int_\infty^Z\frac{\mathrm{d}Z}{(1+Z)^2(\Omega_0 Z+1)^{1/2}} \tag{3.85}$$

若 $\Omega_0>1$，通过变换

$$x=\frac{\Omega_0-1}{\Omega_0(1+Z)} \tag{3.86}$$

可以得到

$$T(Z)=\frac{\Omega_0}{H_0(\Omega_0-1)^{3/2}}\left[\arcsin x^{1/2}-x^{1/2}(1-x)^{1/2}\right] \tag{3.87}$$

若 $\Omega_0<1$，则通过变换

$$y=\frac{1-\Omega_0}{\Omega_0(1+Z)} \tag{3.88}$$

给出

$$T(Z)=\frac{\Omega_0}{H_0(1-\Omega_0)^{3/2}}\left[y^{1/2}(1+y)^{1/2}+\text{arsinh}\ y^{1/2}\right] \tag{3.89}$$

显然，式(3.85)的积分限如果到 $Z=0$，得到的便是宇宙的年龄。相应的积分结果，我们在下一节中还会讨论。

上述的宇宙时间是对应于 Z 的函数。虽然无法得到解析解，却可以清楚地给出以 Ω_0 为参数的演化曲线。数值结果如图 3.2 所示。实用中，常将回顾时间表示为宇宙年龄的单位，即 T_L/T_0，或者 T_L/T_H。这样，回顾时间的大小便从 0 到 1。

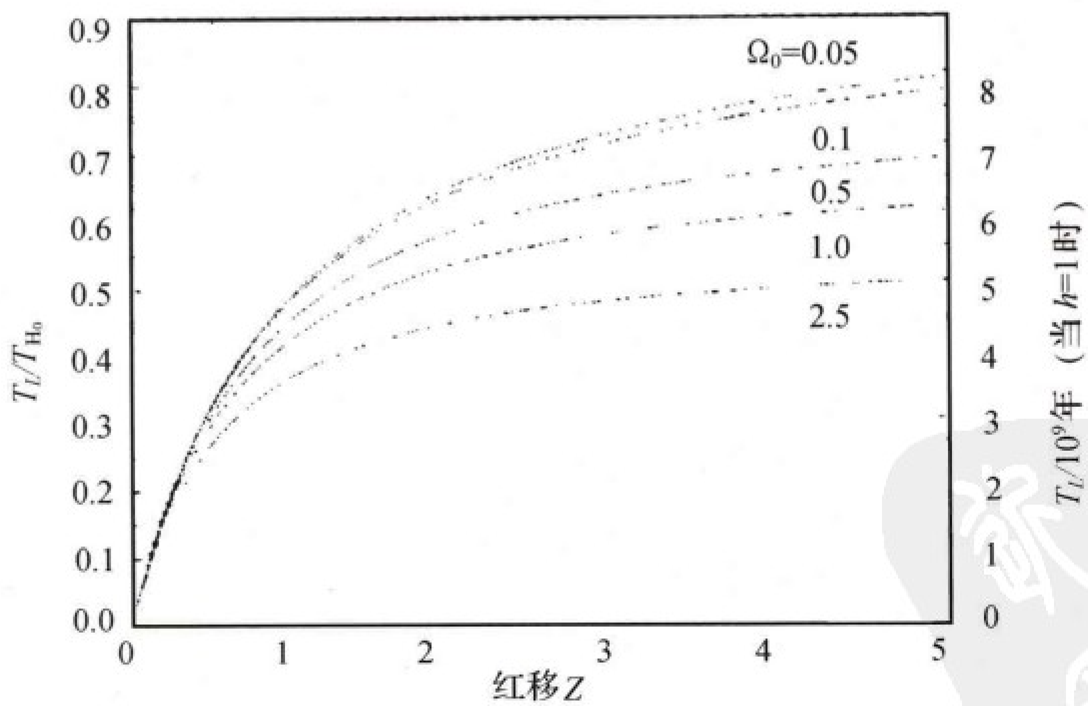


图 3.2　回顾时间随红移的演化曲线，右侧纵坐标是以年龄计的回顾时间 T_L，单位为 10^9 a。左侧是以哈勃年龄 T_{H_0} 为单位的回顾时间。可以看出，宇宙中的平均物质密度越大，相应的演化年龄越短

六、宇宙因子

在爱因斯坦建立其场方程之后，又在方程中加入了一项宇宙因子，即引入式(3.41)。这种情况下，相应的弗里德曼方程式(3.34)应该写为

$$\left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2+\frac{2\ddot{R}}{R}=-\frac{Kc^2}{R^2}+\frac{\Lambda}{3} \tag{3.90}$$

当 $\Lambda\neq0$ 时，表示宇宙中存在着某种额外的物质。

在这种情况下，如果取 $K=0$，则不难得到

$$H_0^2(1-2q_0)=\frac{\Lambda}{3} \tag{3.91}$$

可见，如果能够独立地测出 H_0、q_0，便可以确定 Λ。但是，实际上这些量很难完全独立地测出。因此通过观测确定 Λ 便十分困难了。

将式(3.90)代回到式(3.33)的形式。若认为宇宙是真空的，取 $\rho=0$，则

$$\ddot{R}=\frac{1}{3}\Lambda R \tag{3.92}$$

可见宇宙因子所描述的是真空的某种“排斥效应”(repulsive effect)。但是，纯真空的排斥效应是不存在的，因此，在经典物理学的范畴内很难设想这一效应的物理过程。爱因斯坦本人后来也对 Λ 的存在表示怀疑，通常情况下是把 Λ 项忽略掉，即取 $\Lambda=0$。宇宙因子又称为宇宙常数。

近年来，由于测量哈勃常数出现的困难，人们又重新把 Λ 引入，把它理解为真空中的能量，同样起到宇宙中的物质作用。也许，关于 Λ 的物理意义的深入讨论会导致对目前的物理规律的革命。

七、压力

在建立宇宙的最基本方程式(3.33)或费里德曼方程式(3.34)时，我们只考虑了宇宙中的引力效应，而忽略了压力的影响。宇宙中的压力包括气体压力和辐射压力。如果考虑宇宙中的压力效应，则受力方程中应该加入一项 p，式(3.29)应该写为

$$\ddot{R}=-\frac{4\pi GR}{3}(\rho+3p) \tag{3.93}$$

在这种情况下，相应的其他参数都应该加入压力项，例如

$$\Omega_0\equiv\frac{1}{\rho_c}(\rho_0+3p_0) \tag{3.94}$$

而

$$q_0 \equiv \frac{1}{2}\Omega_0(1+3\alpha_0) \tag{3.95}$$

其中

$$\alpha_0 \equiv \left(\frac{p}{\rho}\right)_0 \tag{3.96}$$

参数 α_0 取决于目前的宇宙中的物质状态：

$$\alpha_0 = \begin{cases} -1, & \text{真空} \\ \approx 0, & \text{非相对论性粒子} \\ 1/3, & \text{相对论性粒子} \\ 1, & \text{无质量标量场} \end{cases}$$

目前的宇宙是由非相对论性粒子组成，处于零压状态，即 $\alpha_0 \approx 0$ 。因此，标准宇宙模型是在零压条件下的宇宙模型。

§3.4 膨胀宇宙的各种模式

影响宇宙膨胀过程的主要因素是宇宙中的物质密度。这里所指的物质包括可视物质和非可视物质，所有这些物质都产生引力效应。为了更直观地说明问题，我们可以从最简单的牛顿力学模式出发，来描述宇宙的膨胀运动。如图 3.3

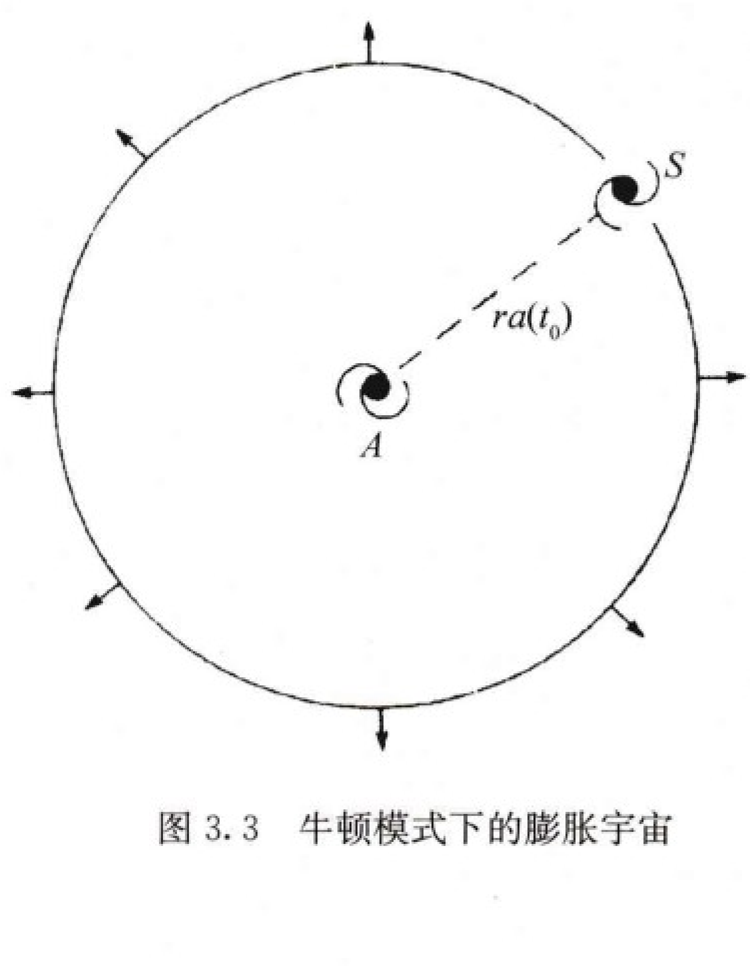


图 3.3 牛顿模式下的膨胀宇宙

所示，设星系 S 离观测者的距离为 r，在一个物质均匀分布的空间里，S 受球体外部的引力之和为零，而受内部物质的引力可以看做是全部集中在中心。若星系的质量为 m，星系内部的总质量为 M，则星系向外的加速度运动应满足

$$m\ddot{r}=-\frac{GMm}{r^2}=-\frac{4\pi r^3}{3}\rho\frac{Gm}{r^2} \tag{3.97}$$

将关系式 $r=Rr_0$ 和 $\rho=\rho_0R^{-3}$ 代入上式，消去 r_0 和 m 得

$$\ddot{R}=-\frac{4\pi G}{3}\rho_0\frac{1}{R^2} \tag{3.98}$$

将上式积分一次

$$\dot{R}^2=\frac{8\pi G}{3}\rho_0\frac{1}{R}+\text{const} \tag{3.99}$$

把 ρ_0 再代回到 ρ，令 $\text{const}=-Kc^2$，便得到式(3.33)：

$$\dot{R}^2-\frac{8\pi G}{3}\rho R^2=-Kc^2 \tag{3.100}$$

基于广义相对论的宇宙模型之所以能够用经典力学概念来推演，是由于我们假定了宇宙是均匀的和各向同性的，因而宇宙中的任何一点都扮演着同样的角色。这样，在局部适用的经典力学规律在总体上也是正确的。但是，有一点是经典力学无法解释的，这便是 $R(t)$ 随时间的演化。

$R(t)$ 随时间的演化由费里德曼方程式(3.34)或式(3.33)表示。为了将 $R(t)$ 的演化与描述宇宙的基本物理参量联系起来，在物质为主时期，由式(3.80)，可以将 K 表示为 Ω_0 的函数。这样，式(3.33)可以写为

$$\left(\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}\right)^2=\frac{{H_0}^2}{R}[\Omega_0+R(1-\Omega_0)] \tag{3.101}$$

从式(3.101)可以看出，R 随时间的演化形式完全由参数 Ω_0 决定，而 H_0 仅仅决定演化的时间尺度。首先，在目前状态下，$\mathrm{d}R/\mathrm{d}t$ 是正值，R 是在不断增加的。当 $\Omega_0\leqslant1$ 时，上式的右端为正，R 将随时间无限地增大，也就是说，我们的宇宙将无限地膨胀下去。当 $\Omega_0>1$ 时，右端的数值将随时间的增加而不断减小，直至为零。因此，膨胀到一定的程度开始收缩，我们的宇宙将重新塌缩在一起。

以下逐一分析宇宙各种可能的膨胀模式。

一、$\Omega_0=1$ 或 $q_0=1/2$

这是最简单的情形，相当于 $K=0$。宇宙空间没有弯曲，是平直的欧氏空

间，这样的宇宙模型被称为爱因斯坦—德西特宇宙。对于爱因斯坦—德西特宇宙，可以直接从式(3.33)出发，令 $K=0$，

$$\frac{1}{R^2}\left(\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}\right)^2=\frac{8\pi G}{3}\rho \tag{3.102}$$

注意到式(3.23)，有

$$\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}=\left(\frac{8\pi G\rho_0}{3}\right)^{1/2}\left(\frac{1}{R}\right)^{1/2} \tag{3.103}$$

积分得

$$t=\frac{2}{3}\left(\frac{3}{8\pi G\rho_0}\right)^{1/2}R^{3/2}+\mathrm{const} \tag{3.104}$$

当 $t=0$ 时，$R=0$，有

$$R(t)=\alpha t^{2/3} \tag{3.105}$$

其中

$$\alpha=(6\pi G\rho_0)^{1/3} \tag{3.106}$$

而哈勃常数变为

$$H(t)=\frac{1}{R}\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}=\frac{2}{3t} \tag{3.107}$$

宇宙是从 $R=0$ 膨胀到现在，因此，爱因斯坦—德西特宇宙的年龄为

$$t_0=\frac{2}{3}\frac{1}{H_0} \tag{3.108}$$

也就是说，在爱因斯坦—德西特宇宙模型下，宇宙的年龄只有哈勃年龄的 2/3。如果取 $H_0=50$，则宇宙年龄只有 130 亿年左右。

二、$\Omega_0>1$ 或 $q_0>1/2$

这时的宇宙是一个封闭式的宇宙，注意到 $\Omega_0=2q_0$，将式(3.101)改写为

$$\left(\frac{\dot{R}}{R_0}\right)^2=H_0^2\left[1-2q_0+2q_0\left(\frac{R_0}{R}\right)\right] \tag{3.109}$$

上式可以得到参数式的解析解如下

$$\frac{R(t)}{R_0}=\frac{q_0}{2q_0-1}(1-\cos\theta) \tag{3.110}$$

而

$$H_0 t=\frac{q_0(\theta-\sin\theta)}{(2q_0-1)^{3/2}} \tag{3.111}$$

可以看出，当 $\theta=\pi$ 时，宇宙膨胀到最大

$$R_{\max}=\frac{2q_0 R_0}{2q_0-1} \tag{3.112}$$

而当 $\theta=2\pi$ 时，宇宙又重新收缩到一点，这时，所经历的时间为

$$t_c=\frac{2\pi q_0}{H_0(2q_0-1)^{3/2}} \tag{3.113}$$

如果取 $q_0=1$，则

$$t_c=\frac{2\pi}{H_0}=12.3\times10^{10}\left(\frac{50}{H_0}\right) \tag{3.114}$$

也就是说，在经过 1200 多亿年，宇宙又回到原点。目前的宇宙为 $R(t)=R(t_0)$，则由式(3.111)得

$$t_0=\frac{1}{H_0}\left(\frac{\pi}{2}-1\right)=11.2\times10^{9}\left(\frac{50}{H_0}\right)\text{a} \tag{3.115}$$

三、$\Omega_0<1$ 或 $q_0<1/2$

这时的宇宙是开放的，对应的宇宙空间是双曲面空间，从式(3.109)可以得到参数式的解析解为

$$\frac{R(t)}{R_0}=\frac{q_0}{1-2q_0}(\cos h\,\psi-1) \tag{3.116}$$

和

$$H_0 t=\frac{q_0(\sin h\psi-\psi)}{(1-2q_0)^{3/2}} \tag{3.117}$$

给 q_0 一定的数值，同样可以得到宇宙的年龄 t_0，如果将三种宇宙模型演化模式列表，则如表 3.1 所示。

表 3.1　宇宙的几个基本物理参数之间的关系

参数	K	q_0	Ω_0	ρ_0	相应的宇宙状态
数值	<0	$<1/2$	<1	$<\rho_c$	无限开放
	$=0$	$=1/2$	$=1$	$=\rho_c$	无限开放
	>0	$>1/2$	>1	$>\rho_c$	有限封闭

图 3.4 给出了在三种宇宙模型下 $R(t)$ 演化模式，该图以 $R(t)/R_0$ 为纵坐

标，因此，$R(t)/R_0=1$ 所截的时间分别对应于三种宇宙模型下的宇宙年龄，该图的三条曲线即根据三种情况下的 $R(t)$的解绘出的。应该指出的是，所有的演化模式都是在物质为主体的宇宙且压力为零的前提下得出的，因此，这些宇宙模型都不能推演到极早期宇宙；而对于未来的宇宙也不能无限地膨胀下去。事实上，图 3.4 的正确理解应该是告诉我们在目前状态下宇宙可能的三种演化趋势。

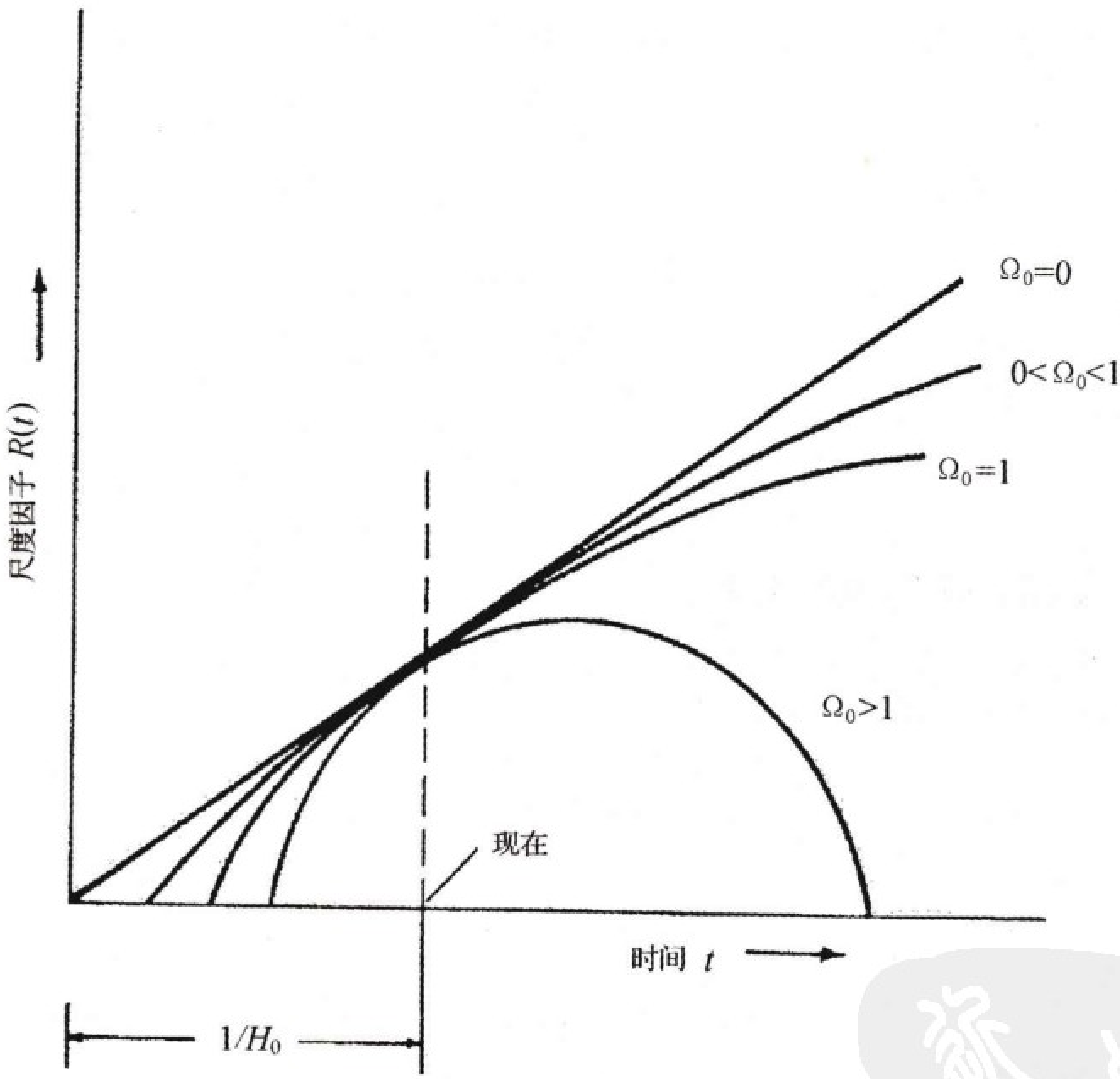


图 3.4　宇宙尺度随时间演化的几种模式，$\frac{1}{H_0}$ 的位置是目前宇宙的状态

§3.5 宇宙的热大爆炸起源

如果把宇宙的膨胀现象无限地反演下去，一定会想到宇宙应该起源于极小的空间和极密的物质状态。从理论上来说，各种宇宙模型都会得出当 $t=0$ 时，$R=0$，也就是说，宇宙存在着“创生”的“奇点”。如果宇宙真有从奇点的创生，则必然会想到一定是起始于极热状态的爆发过程，这便是热大爆炸的假说。

第一位从科学上提出宇宙大爆炸起源的是比利时的勒梅特(Lemaitre,1927)。勒梅特的论证并不是从爱因斯坦的场方程出发的，而是从熵的角度。根据热力学理论，宇宙的熵随时间在不断地增加，那么，一定存在着熵最小的状态。熵最小意味着物质的状态最有序，最理想的有序状态莫过于整个宇宙的物质包含在一个“原子”里。于是，勒梅特提出我们的宇宙起始于一个“原始原子”(primordial atom)，这个原始原子一爆炸便产生了整个宇宙。勒梅特的学说虽然没有给予详细的论证，但却提出了一个至今仍是十分重要的概念，即宇宙的总熵的演化。

真正系统地讨论宇宙大爆炸起源的是俄裔美国科学家伽莫夫(Gamov)，他从 1948 年开始研究宇宙在初始阶段的物质状态，他得出的结论是，由于宇宙在初期是处于超密状态，其温度必然极高，在这样的条件下，质子和中子可能组合成各种元素。伽莫夫的一位学生叫阿尔芬(Alpher)，开始按这样的思路写作自己的博士论文。到了 1949 年，论文投到了《物理学评论》，伽莫夫将他的老朋友贝色(Bethe)也加在了作者的名字上。从此，这一理论也被称为“α-β-γ”理论，取自三位研究者的名字的字首的语音(Alpher，Bethe，Gamov)。

α-β-γ 理论只解释了氘和氦的形成，对于重元素的合成过程是由三位天文学家和一位物理学家完成的，简称 B^2FH(G. Burbidge，M. Burbidge，W. Fowler 和 F. Hoyle)理论。根据 B^2FH 理论，在恒星的内部可以通过核反应过程合成比氦重的元素，而在超新星爆发过程中可以合成更重的元素。福勒(Fowler)为此在 1983 年获得诺贝尔奖，后来，霍伊尔(Hoyle)和泰勒(Taylor)进一步注意到，恒星中氦的含量达到 25%，而根据恒星内部的核反应过程只能生成 1%～4%的氦，比观测到的数值少了 6～25 倍，这一结果使得连霍伊尔都不得不回到大爆炸理论。1976 年，他们重新计算了宇宙中氦的含量，得出氦只能在宇宙早期中形成。事实上，氘的含量也存在同样的问题，观测到的氘的数量达到 2×10^{-5}，远远超过了仅仅靠恒星内部产生的数量。

对大爆炸理论可能是最有说服力的一项观测事实是宇宙的微波背景辐射。根据伽莫夫等人的估计，大爆炸之后，宇宙在膨胀过程中辐射温度不断地降低，到目前阶段，背景温度应降到 5K 左右，而 1965 年发现的宇宙微波背景辐射的温度证实了这一点。

概括起来，支持热大爆炸理论的观测事实有以下几点：

(1)目前的宇宙处于膨胀状态。

(2)存在着各向同性的黑体谱宇宙背景辐射。

(3)观测到的氦和氘的宇宙丰度远远超过了恒星内部核反应的生成率。

(4)宇宙的年龄不超过 200 亿年。

宇宙的极早期阶段被称之为“原始火球”(primeral fireball)，也可以称为宇宙的极早期。原始火球阶段的最主要的特征是温度极高，物质处于辐射状态。这一阶段的物理状态和演化过程的研究目前仍存在着许多疑问和不确定因素。

描述原始火球阶段的最主要物理参数是温度。将宇宙的演化箭头倒转过来，当时间 $t\to 0$ 时，温度 T 将趋于无穷大。当温度超过一定的极限，光子具有的能量足够大，便可以由光子产生各种基本粒子对。若 m 为基本粒子的静止质量，产生一对基本粒子所需要的能量为 $2mc^2$。光子所具有的能量为 kT，因此，要求宇宙的温度必须满足下述条件才能产生粒子对

$$T \geqslant 2mc^2 / k_B \tag{3.118}$$

式中 k_B 为玻尔兹曼常数。根据上述关系，我们可以给出宇宙最初产生的各种粒子和粒子对的宇宙年龄，如表 3.2 所示。

表 3.2　产生各种粒子的最低温度

粒子	温度/K	宇宙年龄/s
轻子：电子和正电子(e^-，e^+)	6×10^9	5
μ 子(μ^-，μ^+ 及其反粒子)	1.2×10^{12}	1.2×10^{-4}
强子：π 介子(π^0，π^+，π^- 及其反粒子)	1.6×10^{12}	7×10^{-5}
核子：质子，反质子，中子，反中子 (p，$\overline{\text{p}}$，n，$\overline{\text{n}}$)	10^{13}	1.5×10^{-6}

从表可以看出，产生正负电子所需要的温度需超过 6×10^9 K，再早期，随着温度的提高可以产生更重一些的粒子。在宇宙年龄从 7×10^{-5} s 至 5s 期间，称为“轻子时期”(lepton era)，而在 7×10^{-5} s 之前，称为“强子时期”(hadron era)，在这期间可以产生 π 介子和核子，至于更早的时期，当 $t\leqslant10^{-43}$ s，温度 $T>10^{32}$ K，称为“普朗克时期”(Planck era)。

我们可以分析一下在这段期间的几个典型温度下，宇宙的物理状态：

(1) $T=10^{11}$ K，宇宙年龄 $t=0.01$ s

光子和粒子处于热动平衡状态，电子和中微子及其反粒子大量产生，但强子尚不能产生，因为温度还不够高。质子和中子不停地交替产生，因此刚好达到平衡，即[p]：[n]＝50：50，大量正负电子对湮没。

(2) $T=10^{10}$ K，$t=1.1$ s

弱相互作用使得偏离热动平衡状态，中微子和反中微子不再同其他粒子处于平衡状态，而是逃逸到空间中去。这些宇宙中微子随着宇宙的膨胀均匀地分布在整个宇宙空间中，其目前的温度大约只有 2K，估计中微子的能量占目前宇宙中总光子能量的至少 45%。

在这样的温度下，质子的数量将大于中子，[n]：[p]＝24：76，原因是中子的质量比质子略大一些，两者通过弱相互作用保持平衡。

$$n + \nu_e \rightarrow p + e^- \tag{3.119}$$

上述产生质子的反应过程优于产生中子的逆反应过程。

(3) $T=10^{9}$ K，$t=3$ m

这一温度已大大低于产生正负电子的温度，因此光子不再能产生电子对。已经产生的正负电子对彼此湮没，剩下的仅仅是电子，其数量和质子一样，以保持宇宙中的总电量为零。

这时，轻元素开始大量生成，主要是氘(D)和氦($_2He^4$)。氘是由质子和中子碰撞生成，氘再进一步和质子或中子碰撞生成氦。这段时间持续很短，到 $T=0.9\times10^{9}$ K，对应于 $t=3$ m 45 s 便宣告结束，原因是中子数大量被消耗，不再容易进一步合成其他的元素了。

可见，宇宙本身进行核合成的历程很短，从 $t=10$ s 到 3 m 45 s，总共不超过 4 m。而除氢和氦以外的其他元素的形成，主要靠恒星内部的核反应了。

综上所述，宇宙的极早期和早期是从 $t=0$ 到 3 m 45 s，温度从 10^{13} K 以上降到 0.9×10^{9} K，宇宙中的物质以辐射(光子)为主，但已生成了大量的氦、氢和中微子。

一个经常令人感兴趣的问题是，宇宙的起点在时空上和物理状态上有没有上限？会不会出现数学上的奇点问题？1969 年霍金(Hawking)和本路思(Penrose)证明，任何一种宇宙模型，只要是满足均匀和各向同性的条件，就必然是从奇点开始。但是，从物理角度考虑，这里的奇点和数学上的奇点是有所区别的。如果从 10^{13} K 或 1.5×10^{-6} s 再往上追溯，粒子的能量将大大超过其静止能量

mc^2，这时，粒子的静止能量可以忽略，其特性和光子一样，将无法区分物质和辐射。引力在这种情况下也可能是量子化的，和其他的几种相互作用力完全统一在一起，整个宇宙可能是处在一片由夸克组成的海洋中。因此，宇宙的起点只能从量子引力论的角度来考虑，量子引力论是将量子力学中的测不准原理引入到引力理论中，由测不准原理给出

$$\Delta E \cdot \Delta t \approx \hbar \tag{3.120}$$

其中$\hbar = \frac{h}{2\pi}$，$h = 6.625\times10^{-27}$ erg s，$\hbar$ 为普朗克常数。将上式用于两个基本粒子的反应过程

$$\Delta E = 2mc^2 \tag{3.121}$$

则产生或湮没两个基本粒子的时间量级为

$$\Delta t = t_c = \frac{\hbar}{2mc^2} \tag{3.122}$$

t_c 称为康普顿时间（Compton time）。光穿过质量为 m 的基本粒子的史瓦西半径的时间为

$$t_s = 2Gm/c^3 \tag{3.123}$$

t_s 称为史瓦西时间。一般来说，$t_c < t_s$ 当 $t_c = t_s$时，对应的质量为

$$m_p = \sqrt{\frac{\hbar c}{4G}} = 10^{-5}\ \text{(g)} \tag{3.124}$$

m_p 称为普朗克质量。由测不准原理，与普朗克质量对应的时间为

$$t_p = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^5}} = 5.39\times10^{-44}\ \text{(s)} \tag{3.125}$$

t_p 称为普朗克时间。相应的长度为

$$L_p = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^3}} = 1.61\times10^{-33}\,\text{(cm)} \tag{3.126}$$

L_p 称为普朗克长度。

普朗克时间的含义在于，当宇宙的年龄小于普朗克时间时，量子效应将起作用，时间将不可能再准确测量出来。也许，目前已知的物理规律无法给出比这一时间更短的确切时间来了。宇宙在普朗克时间时，温度达到 $T = 10^{32}$ K，粒子的平均能量为 10^{19} GeV。

上述的普朗克长度和普朗克时间是人类到目前为止所能量度的最小时空。如果比这样的时空再小，便超出了人类的认识极限。而且，即使在普朗克量的尺

度上，目前也无法实现实际的测量。如果把整个宇宙物质装在这样的时空内，其密度则达到了难以想象的程度。

§3.6　宇宙的热历史

宇宙在经历了最初的激烈动荡的几分钟之后，便进入了相对稳定的持续膨胀阶段。宇宙在膨胀过程中的最主要物理特征是温度在不断地降低，与此同时，宇宙中的辐射成分和物质成分所占的比例也在变化，辐射成分不断减少，物质成分不断增加。当物质成分为主以后，引力相互作用起主导作用。物质在引力的作用下凝聚为星系和恒星。

首先讨论温度的变化。对于辐射成分，如以 ρ_r 表示辐射密度，则能量密度 ε_r 为

$$\varepsilon_r = \rho_r c^2 \tag{3.127}$$

当宇宙膨胀到 R 时，其中的总辐射能为

$$E_r = \frac{4}{3}\pi R^3 \varepsilon_r \tag{3.128}$$

宇宙在膨胀过程中，可以看做是绝热膨胀，其膨胀方程可以写为

$$\mathrm{d}E_r = -P_r \,\mathrm{d}V \tag{3.129}$$

其中，压力 P_r 满足辐射场的状态方程

$$P_r = \frac{1}{3}\varepsilon_r \tag{3.130}$$

而体积 $V = \frac{4}{3}\pi R^3$。将上式和式(3.128)代入膨胀方程(3.129)，不难得到

$$\mathrm{d}(R^3\varepsilon_r) = -\frac{1}{3}\varepsilon_r \mathrm{d}R^3 \tag{3.131}$$

或

$$\frac{\mathrm{d}\varepsilon_r}{\varepsilon_r} = -\frac{4}{3}\frac{\mathrm{d}R^3}{R^3} \tag{3.132}$$

由该方程的解可以得出

$$\varepsilon_r \propto \frac{1}{R^4} \tag{3.133}$$

另一方面，由斯特藩—玻尔兹曼公式 $\rho_r = aT_r^4$，得

$$\varepsilon_r \propto T_r^4 \tag{3.134}$$

因此，

$$T_r \propto \frac{1}{R} \tag{3.135}$$

可见，辐射温度随着宇宙的膨胀而降低，且与尺度因子的一次方成反比。

对于物质成分来说，可以做完全类似的讨论

$$\mathrm{d}E_m = -P_m \,\mathrm{d}V \tag{3.136}$$

只是这时的物态方程应该用粒子物理的，即

$$P_m = nkT_m \tag{3.137}$$

和

$$\varepsilon_m - nmc^2 = (3/2)nk_\mathrm{B}T_m \tag{3.138}$$

其中 n 是粒子的数密度，k_B是玻尔兹曼常数。

考虑在 R 内的总粒子数 N，有

$$N = \frac{4}{3}\pi R^3 n \tag{3.139}$$

在宇宙膨胀过程中，总粒子数应该是守恒的，即

$$\mathrm{d}N = \mathrm{d}\left(\frac{4}{3}\pi R^3 n\right) = 0 \tag{3.140}$$

类似地，将式(3.137)和式(3.138)代入到式(3.136)中

$$\mathrm{d}(R^3 nmc^2) + \mathrm{d}\left(\frac{3}{2}R^3 nkT_m\right) = -nkT_m \mathrm{d}R^3 \tag{3.141}$$

上式中第一项由粒子数守恒应为零，第二项中的 $R^3 n = \mathrm{const}$，因此化简得

$$\frac{\mathrm{d}T_m}{T_m} = -\frac{2}{3}\frac{\mathrm{d}R^3}{R^3} \tag{3.142}$$

由该方程解得出

$$T_m \propto \frac{1}{R^2} \tag{3.143}$$

这个结果表明，宇宙中物质的温度 T_m 虽然也随宇宙的膨胀而降低，但是与尺度因子的平方成反比。换句话说，物质温度下降的速度要比辐射温度快很多，即使在当初两者的温度相等，后来也必然是 $T_r > T_m$。

物质温度描述的是宇宙中粒子的热运动温度，一般难以测量，在不加特别说明时，通常所讨论的温度都是指的辐射温度。

另一方面，我们来讨论宇宙中物质密度和辐射密度的关系。对于辐射密度，满足斯特藩—玻尔兹曼公式

$$\rho_r = aT_r^4 \tag{3.144}$$

由于 T_r 反比于R，因此

$$\rho_r \propto \frac{1}{R^4} \tag{3.145}$$

而对于物质密度来说，由式(3.23)，显然

$$\rho_m \propto \frac{1}{R^3} \tag{3.146}$$

因此，由上面两式可以得出

$$\frac{\rho_r}{\rho_m} \propto \frac{1}{R} \tag{3.147}$$

上式恰好证明了我们在本节初所阐述的论点，宇宙中辐射成分所占的比例愈来愈小。

在宇宙的热历史中，有如下几个重要的时期：

(1)普朗克时期。$t<10^{-43}$ s，$T>10^{32}$ K

(2)强子时期。$10^{-43}<t<7\times10^{-5}$ s，$T>1.6\times10^{12}$ K，产生各种强子，包括 π 介子，质子以及中子。

(3)轻子时期。$7\times10^{-5}<t<5$ s，$T>6\times10^{9}$ K，可以产生各种轻子，包括正负电子及 μ 子。

(4)核合成时期。10 s $<t<$ 3 m 45 s，$T>0.9\times10^{9}$ K，宇宙进行核合成，产生氘和氦。

(5)辐射为主时期。过了核合成时期以后，宇宙中以辐射物质为主。在这段漫长的时期内，宇宙中的各种物质成分变化不大，只是随着宇宙的膨胀逐渐冷却下来。需要指出的一点是，宇宙在进入辐射时期时，处于热动平衡状态，因此，辐射形成的谱是黑体谱。在以后的宇宙演化过程中，物质的辐射和吸收的影响很小，因此，辐射谱一直保持着黑体谱的特征。辐射为主时期一直延续到大约 $t=5\times10^{5}$ a。

(6)复合时期(recombination time)，又称退耦时期(decouple time)。当宇宙的温度降低到 $T\approx4000$K 时，宇宙中的电子和质子开始形成中性氢。在此之

前，宇宙中的辐射成分和物质成分通过康普顿效应耦合在一起，共同处于热动平衡状态。换句话说，整个宇宙用同一个温度来描述。退耦期之后，辐射温度和物质温度便不再取同一数值了。复合期之后，宇宙状态的一个重要特点是变为透明的。在此之前，宇宙充满电离气体，由于散射效应的作用，使得光学厚度变得很大，因此整个宇宙是不透明的。

(7)物质为主的时期。由式(3.147)，可以写为

$$\frac{(\rho_r/\rho_m)}{(\rho_r/\rho_m)_0}=\frac{R_0}{R} \tag{3.148}$$

其中就目前的宇宙状态来说，取$(T_r)_0=2.7\ \mathrm{K}$，则由式(3.144)得

$$(\rho_r)_0=a(t_r)_0^4=4.47\times 10^{-34}(\mathrm{g\ cm^{-3}}) \tag{3.149}$$

目前宇宙中的物质密度，由许多不确定的因素，如果取$\Omega_m=0.15$，则

$$(\rho_m)_0=0.15\ \rho_c=7.5\times 10^{-31}(\mathrm{g\ cm^{-3}}) \tag{3.150}$$

将上述密度值代入式(3.148)，令$\rho_r=\rho_m$，得

$$R=\left(\frac{\rho_r}{\rho_m}\right)_0 R_0\approx\frac{1}{1500}R_0 \tag{3.151}$$

这就是说，当宇宙中辐射和物质数量相等时，其尺度只有目前的1/1500。从式(3.135)还可以给出这时的辐射温度

$$T_r=(T_r)_0\left(\frac{R_0}{R}\right)=2.7\ \mathrm{K}\times 1500\approx 4000\ \mathrm{K} \tag{3.152}$$

这一温度正是上面讨论的退耦温度，从此以后，宇宙中的物质成分愈来愈多，进入以物质为主的时期。根据目前物质密度的不同取值，上述温度不一定正好等于退耦温度，但退耦时间总是出现在物质为主的时候。

物质为主时期的最重要物理特征是引力相互作用开始起主导作用，在引力的作用下，宇宙中的物质成分开始由无序状态变为有序状态。经过漫长的引力凝聚过程，形成星系和各种天体。星系的形成过程是宇宙所表演的另一幅最壮观的场面，也是物质为主时期的主要内容。从此以后，宇宙便开始进入了现代时期，形成各类天体。有关星系形成的内容将在第七章中详细讨论。

图3.5给出了宇宙的各个主要时期所对应的年代和温度。

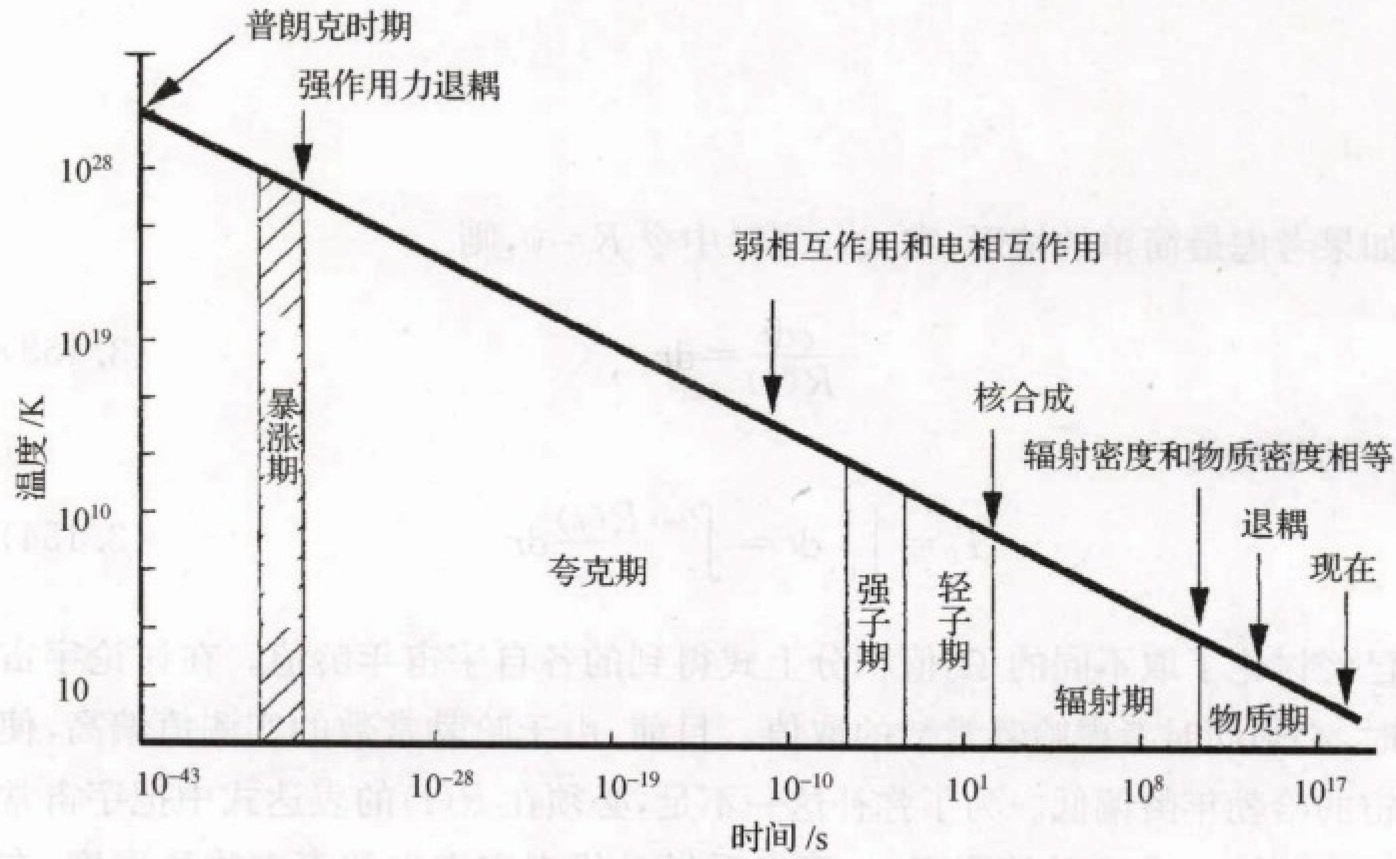


图 3.5　早期宇宙的各个时期

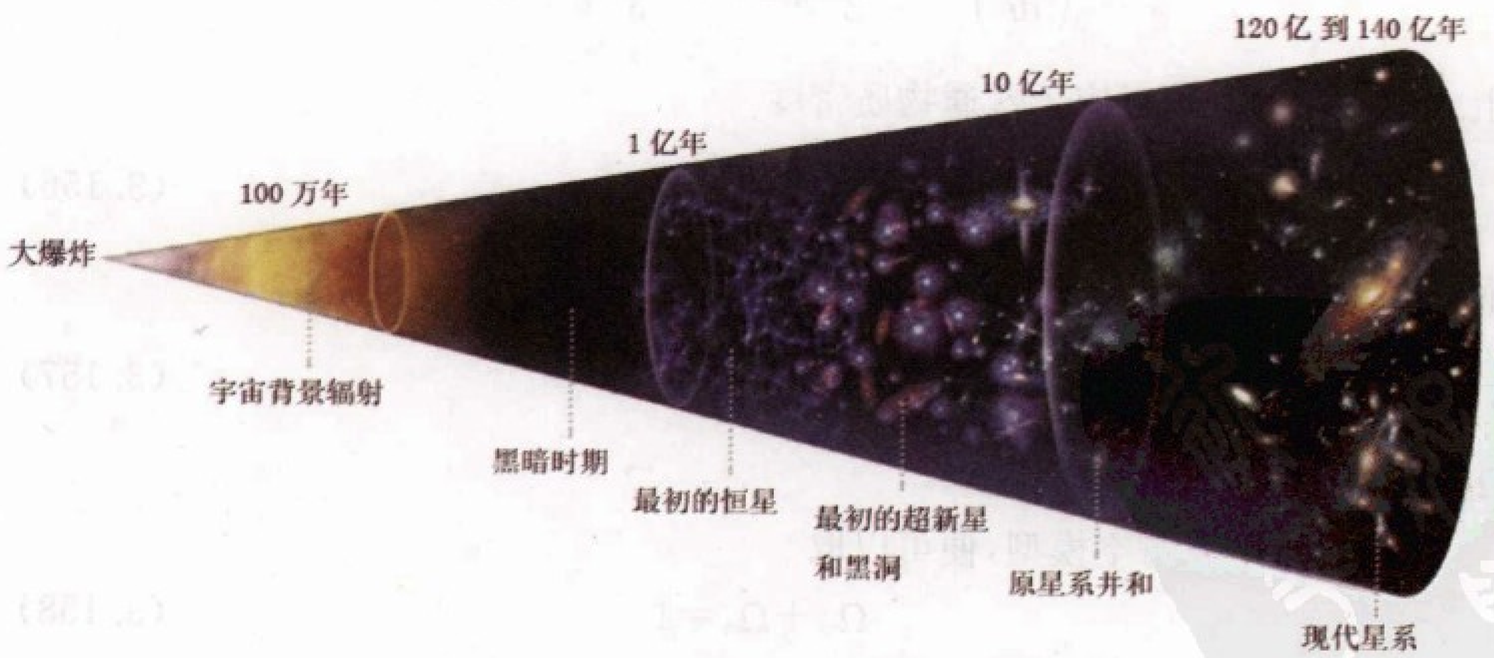


图 3.6　宇宙大爆炸之后，经历了漫长的热演化史，每个时期都留下了可以观测的证据。图中标出了演化年龄和相应的观测对象

如果考虑最简单的情形，在式(3.45)中令 $K=0$，则

$$\frac{c\mathrm{d}t}{R(t)}=\mathrm{d}r \tag{3.153}$$

则宇宙的年龄为

$$T_0=\int_0^{\infty}\mathrm{d}t=\int_0^{r_{\max}}\frac{R(t)}{c}\mathrm{d}r \tag{3.154}$$

我们已经讨论了取不同的 Ω_0 值积分上式得到的各自宇宙年龄值。在讨论宇宙年龄时，必须同时考虑哈勃常数的取值。目前，由于哈勃常数的实测值偏高，使得宇宙的哈勃年龄偏低。为了弥补这一不足，必须在 $R(t)$ 的表达式中把宇宙常数 Λ 考虑进去。在这种情形下，Λ 可以看做是代表宇宙中的真空物质密度，在基本方程式(3.33)中引入 Λ，

$$\left(\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}\right)^2=\frac{8\pi G}{3}\rho R^2+\frac{\Lambda}{3}R^2-Kc^2 \tag{3.155}$$

上式中右端的一项对应于普通物质密度

$$\Omega_m=\frac{8\pi G}{3H_0^2}\rho_0 \tag{3.156}$$

而第二项便可类似地构造为

$$\Omega_\Lambda=\frac{\Lambda}{3H_0^2} \tag{3.157}$$

Ω_Λ便是与 Λ 对应的物质密度。

这时，按平直时空模型，便可以取

$$\Omega_m+\Omega_\Lambda=1 \tag{3.158}$$

图 3.7 给出在这种条件下，取不同 H_0 值(以 100 为单位)时对应的宇宙年龄。如果认为 H_0 的取值在 60～80 之间，则相应的宇宙年龄在 $(12\sim17)\times10^9$ a。其他的理论模型给出的宇宙年龄也大体上在这个范围内，因此，

$$(T_0)_{\text{理论值}}\approx(12\sim17)\times10^9\ \mathrm{a} \tag{3.159}$$

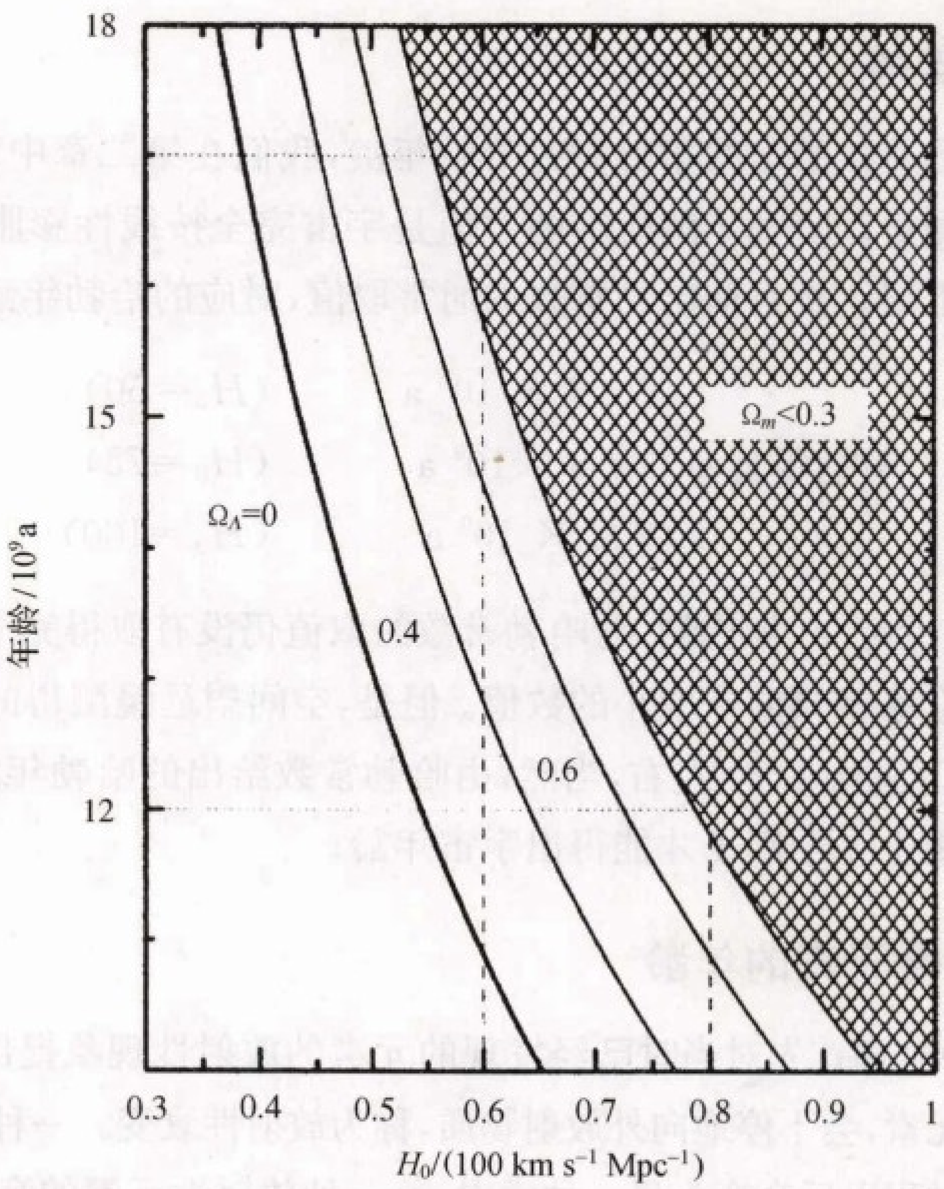


图 3.7　在 $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$ 的平直宇宙模型下，哈勃常数和宇宙年龄的关系。纵坐标的宇宙年龄以 10^9 a 为单位，网格中的区域由于 Ω_m 太小而不予考虑。如果取 $H_0 \approx 0.6 \sim 0.8$，相应的年龄范围如虚线所限，即 0.6～0.8

根据宇宙的演化史，宇宙从热大爆炸起源到现在经历了有限的时间，这段有限的时间便是宇宙的年龄。从理论角度，由于选取的参数不同，宇宙年龄的理论值会有所差异，但总的范围不会超出下述取值

$$(T_0)_{理论值} \approx (10 \sim 20) \times 10^9 \text{ a} \tag{3.160}$$

从理论角度来说，当 H_0 取值确定以后，影响宇宙年龄的关键参数是宇宙的平均物质密度或密度参数 Ω_0。宇宙中的物质密度愈高，宇宙在膨胀中的减速也愈大，相应的宇宙年龄也愈小。正因为如此，20 世纪 80 年代初关于中微子有没有静止质量的讨论就显得至为重要，如果中微子具有静止质量，宇宙的年龄将缩短很多。

从观测角度，有三种主要的途径来确定宇宙的年龄。

一、哈勃年龄

由哈勃常数直接给出的年龄称为哈勃年龄，我们在第二章中已经详细讨论过哈勃常数的测量。哈勃年龄所给的数值是宇宙完全按线性膨胀时的年龄，也是宇宙年龄的上限。按目前哈勃常数的通常取值，对应的哈勃年龄如下：

$$\text{哈勃年龄} = \begin{cases} 19.7 \times 10^9\ \text{a} & (H_0 = 50) \\ 14.8 \times 10^9\ \text{a} & (H_0 = 75) \\ 9.8 \times 10^9\ \text{a} & (H_0 = 100) \end{cases} \tag{3.161}$$

一直到 20 世纪 90 年代初，对哈勃常数的取值仍没有取得完全一致的认识，但大多数天文学家都倾向于取小的数值。但是，空间望远镜测得的数据，如第二章中所述，H_0值应该在 70 左右，当然，由哈勃常数给出的哈勃年龄还需要按不同的宇宙模型乘上一个因子才能得出宇宙年龄。

二、放射性元素的年龄

1908 年，卢瑟福首先对当时已经发现的元素的放射性现象提出了衰变理论。具有放射性的元素，会不停地向外放射物质，称为放射性衰变。一种放射性元素经过长期的衰变过程以后会变为另一种元素，每一种放射性元素的衰变速率是不一样的，当元素的数量减少到一半时，其所需的时间称为该元素的半衰期。卢瑟福本人在当时就已经意识到，放射性元素的衰变现象可作为“钟”来测量时间。设某种元素在 t 时的数量为 N，而在 $t=0$ 时的数量为 N_0，则其衰变规律为

$$N = N_0\, e^{-\lambda t} \tag{3.162}$$

其中，λ 称为衰变常数，因元素而异。当 $N=\frac{1}{2}N_0$时，由上式便得到放射性元素的半衰期为

$$t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \tag{3.163}$$

各种放射性元素的半衰期 $t_{1/2}$ 相差甚大。例如，考古学家常利用碳的同位素 C^{14} 的数量来鉴定各种古物的年代。C^{14} 的半衰期是 5570 a，刚好和人类的文明史具有相同的时间尺度。尽管 C^{14} 的半衰期已经很长，但对于测量天体的年龄

来说，仍然太短了些。常用来测定天体年龄的元素是铀，自然界中有：U^{235}和U^{238}两种铀。U^{235}经过一系列蜕变产生Pb^{207}，其半衰期为10亿年，U^{238}则蜕变为Pb^{206}，其半衰期为65亿年。假定地球上的铅全部是有铀蜕变而成，则测量岩石中的铅和铀的含量比便可以确定其年龄。例如，设当初U^{238}的含量为$(U^{238})_0$，则现在这块岩石中U^{238}应该为

$$U^{238} = (U^{238})_0 e^{-\lambda t} \tag{3.164}$$

而同一块岩石中Pb^{206}的含量应该为

$$Pb^{206} = (U^{238})_0 (1 - e^{-\lambda t}) \tag{3.165}$$

因此，这两种元素之比为

$$\frac{Pb^{206}}{U^{238}} = e^{-\lambda t} - 1 \tag{3.166}$$

这样，通过测量这块岩石中这两种元素的含量之比，便可以定出这块岩石的年龄。曾经测量过许多岩石，包括陨石和月岩，其年龄大都在45亿年左右。

由类似的方法还可以测量岩石中锶的同位素Sr^{87}和Sr^{86}的含量比，Sr^{87}是由铷Rb^{87}蜕变而成的，而Sr^{86}是稳定的。于是有

$$Rb^{87} = (Rb^{87})_0 e^{-\lambda t} \tag{3.167}$$

$$Sr^{87} = (Sr^{87})_0 + (Rb^{87})_0 (1 - e^{-\lambda t}) \tag{3.168}$$

而Sr^{86}的含量不变

$$Sr^{86} = (Sr^{86})_0 \tag{3.169}$$

由上述公式便可得到

$$\frac{Sr^{87}}{Sr^{86}} = \frac{(Sr^{87})_0}{(Sr^{86})_0} + \frac{(Rb^{87})}{(Sr^{86})}(e^{\lambda t} - 1) \tag{3.170}$$

于是，测量岩石中的$\frac{Sr^{87}}{Sr^{86}}$和$\frac{Rb^{87}}{Sr^{86}}$的含量，给出以这两个参数为坐标的图，而$\frac{(Sr^{87})_0}{(Sr^{86})_0} = \text{const}$，故所得直线的斜率便是$e^{\lambda t} - 1$，由此得到的年龄$t \approx 4.6 \times 10^9$ a。

45亿年只是太阳系中各种岩石的年龄，铀本身的年龄应该更长，因为太阳

系本身不存在铀的产生过程，铀的产生是通过超新星爆发形成的。在超新星爆发时形成过量的中子，轻原子核捕获中子聚合成重原子核，直至铀和其他一些重原子核。我们可以测量两种铀的含量比，由式 (3.164)可以推出

$$\frac{U^{235}}{U^{238}} = \frac{(U^{235})_0}{(U^{238})_0} e^{-(\lambda_{235}-\lambda_{238})t} \tag{3.171}$$

理论上，铀的两种同位素的生成比为

$$\frac{(U^{235})_0}{(U^{238})_0} = 1.24 \tag{3.172}$$

而各种矿石中测量出的

$$\frac{U^{235}}{U^{238}} = \frac{1}{140} \tag{3.173}$$

将上述两组值代入式(3.171)，便可以求出铀给出的年龄为

$$t \approx 8.9\times10^9 \text{ a} \tag{3.174}$$

因此，通过放射性元素得出的年龄都不超过 100 亿年。

三、球状星团的赫罗图

以恒星的光谱型为横坐标，以光度为纵坐标给出的光谱—光度图称为赫罗图，或 H—R 图，以纪念在 20 世纪初首先采用这种图的两位天文学家，丹麦天文学家赫茨普龙(Hertzsprung)和美国天文学家罗素(Russell)。赫罗图反映了恒星的演化。恒星的演化过程是从主星序走向红巨星，但恒星离开主星序的年代和恒星在主星序阶段所处的位置有关。恒星离开主星序转向红巨星方向，转向点愈靠近下方，年龄愈老。一个球状星团可以绘制一幅赫罗图，根据其转向点的位置，便可以定出其年龄。图 3.8 给出了一些星团的赫罗图及其转向点，其中 M3 是一个典型的球状星团，其年龄为6×10^9 a。

利用球状星团赫罗图方法得到的最老的球状星团的年龄为 1.7×10^{10} a，如果把球状星团整体的动力学过程也考虑进去，即球状星团从形成到瓦解，则其年龄要延长，称其为“动力学年龄”。动力学年龄的计算方法结果并不确切，一般为$(10\sim20)\times10^{10}$ a。

可以看出，各种方法所给出的各类天体的年龄值是一致的，都表明我们的宇

宙的确有一个有限的年龄，其大小不超过 200 亿年。

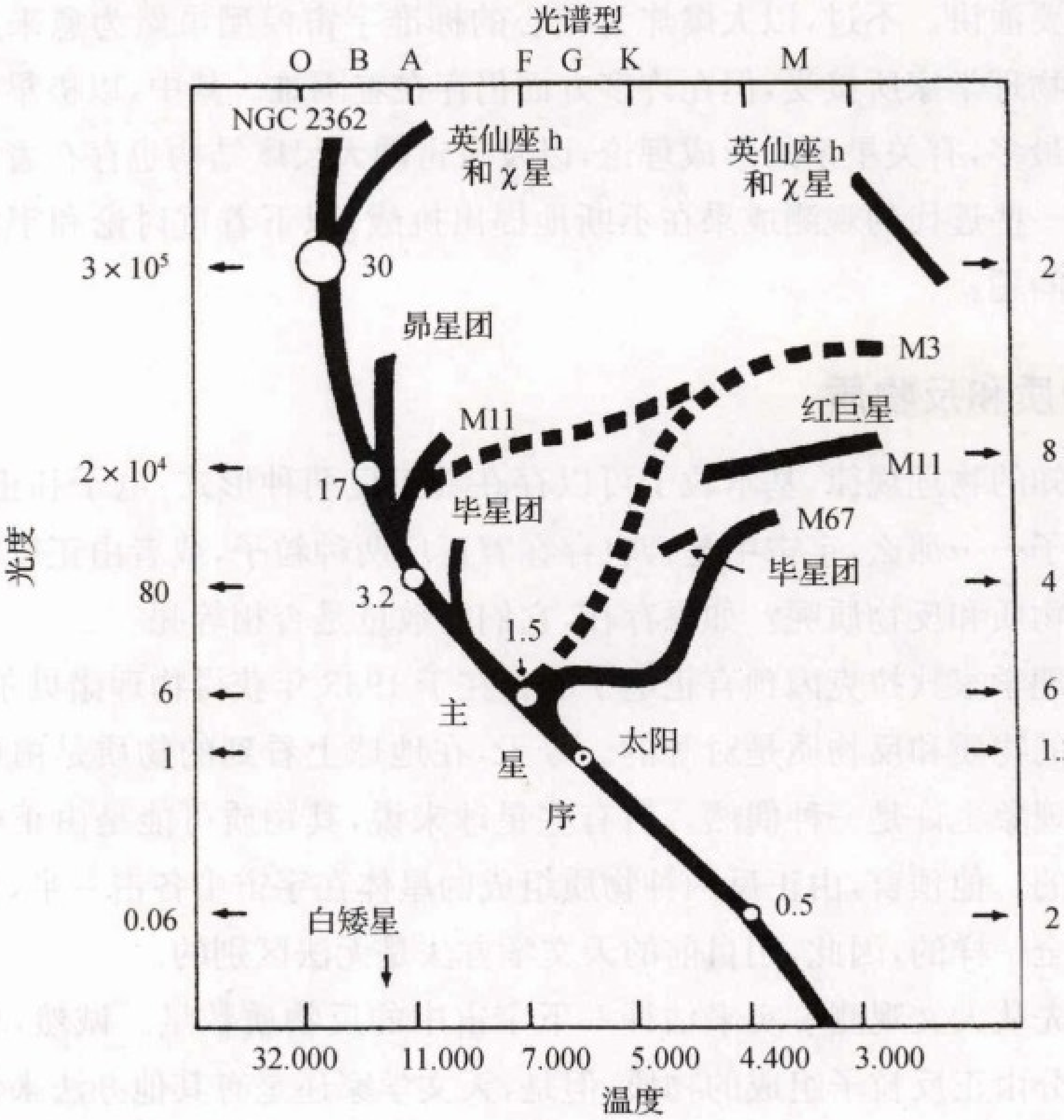


图 3.8　各种星团的赫罗图。该图主序星上的数字代表转向时的恒星质量，以太阳质量为单位

§3.8　有待进一步回答的问题

我们基于热大爆炸理论系统地讨论了宇宙的起源和演化过程，许多结论已为观测所证实或支持，因此，这套理论常被冠以“标准宇宙模型”。著名的理论天体物理学家泽尔多维奇(Zeldorich)在 1982 年 8 月于希腊帕特拉斯(Patras)举行的第 18 届国际天文学大会上专题报告了近代宇宙论，他特别强调“今天所建立起来的热大爆炸理论已不存在任何严重的怀疑”，“其真实性就如同地球和其

他行星绕太阳旋转一样”。作者有幸也参加了这次会议,聆听了泽尔多维奇生前最后一次重要演讲。不过,以大爆炸为核心的标准宇宙模型虽然为愈来愈多的天文学家和物理学家所接受,但在许多方面仍存在着困难。其中,以极早期宇宙存在的问题最多,有关星系的形成理论,以及宇宙的大尺度结构也存在着许多不确定因素。一些近代的观测成果在不断地提出挑战,以下着重讨论和宇宙早期有关的一些问题。

一、物质和反物质

根据已知的物理规律,基本粒子可以存在着正反两种形式:电子和正电子,质子和反质子……那么,宇宙中是否也存在着正反两种粒子,或者由正反粒子分别组成的正物质和反物质呢?如果存在,它们的数量是否相等呢?

著名物理学家狄拉克因预言正电子的存在于1933年获得物理诺贝尔奖,他认为宇宙中的物质和反物质是对等的。今天,在地球上看到的物质是由电子和质子组成的现象也许是一种偶然。对有些星球来说,其物质可能是由正电子和负质子组成的。他预言,由正反两种物质组成的星体在宇宙中各占一半,其发出的光谱是完全一样的,因此,用目前的天文学方法是无法区别的。

我们首先从天文观测事实来估计一下宇宙中的反物质数量。诚然,单凭光谱是无法区分由正反粒子组成的物质,但是,天文学家还是有其他办法来估算宇宙中反物质的数量。

在太阳系中,太阳风主要是由质子和 α 粒子构成的粒子流。如果在太阳系中存在反物质,太阳风就会和这些反物质湮没掉,形成 γ 射线辐射,而目前的宇宙飞船和人造卫星的观测结果都表明太阳风的成分在太阳系中是一致的。对于太阳系内的其他行星有的已经实现了软着陆,有的已发射宇宙飞船,做了近距离观测,所有的观测结果同样没有发现反物质存在。

在更大的范围内,可以通过X射线和 γ 射线的观测来判断。宇宙中的X射线辐射都是来自炽热的等离子体,如果有大量的物质和反物质的湮没现象,则会发出极强的 γ 射线,但目前从未观测到如此强的 γ 射线辐射。估计,在星系尺度上,反物质的含量不会超过百万分之一。

从理论上来分析,如果当初的重子数和反重子数完全相等,则演化到目前,宇宙的重子数目(包括正反两种)和光子数目的比例应该是 $10^{-19}:1$。但事实

上，目前观测到的比例却是 10^{-10} : 1，换句话说，宇宙中的重子数目太多了。造成这种现象的合理解释，只有认为当初重子数和反重子数不相等，也就是正负粒子不是完全对称的。这种现象称为对称破缺（或 CP 破缺），其破缺程度为 10^{-10}。根据对宇宙极早期的分析，对称破缺产生的时间是在 1.5×10^{-6} s 以上，温度 $T>10^{13}$ K。为什么会在这时造成对称破缺现象的，目前只能求助于下面谈到的大统一理论。大统一理论是将强、弱相互作用和电磁相互作用统一起来，按照大统一理论的观点，宇宙在那个时代是满足大统一的，而重子数守恒（又称 B 守恒）的规律在大统一的条件下是可以被破坏的。

当然，还有可能存在另外一种极端情形，正粒子和反粒子在最初就分开了，从此形成正反两种物质的世界，如同狄拉克所预言的，存在着等量的反物质构成的星体。这种可能性很可能是太富于想象力了，除去上述的天文观测结果外，还可以由射电源的观测进一步证实反物质的含量极少。射电源的辐射往往是偏振的，偏振电磁波在通过具有磁场的区域时，会发生偏振面的转动，叫做法拉第旋转。法拉第旋转的方向取决于电性，正负电子引起的旋转方向是相反的。许多观测表明，所有射电源的法拉第旋转方向都是一致的。许多河外射电源都是遥远的河外星系，如果在路程中通过正反物质的磁场区，法拉第效应就会减弱或消失。但几乎所有的射电源都有法拉第效应，证明宇宙中反物质的含量还是极少的。近年来，美籍中国物理学家丁肇中在宇宙飞船上试图直接探测到反 α 粒子，但没有获得任何肯定的证据。

二、大统一理论和基本粒子

上面提到，为了克服正反粒子数不对称的困难，引入了大统一理论，即 GUT (Grand Unified Theories)。由于大统一理论涉及的内容十分复杂，我们在这里只能作为一个问题提出来。大统一理论是将自然界中 4 种相互作用力中的 3 种，即除了引力相互作用以外的强、弱相互作用和电磁相互作用统一起来。另一方面，根据基本粒子理论，所有参与强相互作用的粒子，也称为强子(hadrons)，都是由夸克(quark)组成的。夸克由 6 种类型的“味道”，即：上(up)，下(down)，奇(strange)，粲 (charm)，顶(top)和底(bottom)，每一类夸克又分为 3 种“颜色”，即红、绿和蓝。这样一来，夸克一共有 6×3=18 种，和夸克对应的有 6 种轻子(lepton)：电子、μ 子和 τ 子，以及分别对应的中微子 ν_e、ν_μ、ν_τ。因此，宇宙中所有的物质都是由这 18 种夸克和 6 种轻子组成的。

根据大统一理论，把 3 种相互作用统一起来，这就要求存在一些新的过程，使重子也能变成介子或轻子，从而破坏了重子数的守恒，即 B 守恒。一种可能是质子衰变，质子衰变有两种方式

$$p \rightarrow \pi^0 + e^+ \tag{3.175}$$

或

$$p \rightarrow \pi^+ + \bar{\nu} \tag{3.176}$$

其中 π^0 和 π^+ 为电荷为 0 和正 1 的 π 介子，$\bar{\nu}$ 为反中微子。进一步衰变

$$\pi^0 \rightarrow \gamma \tag{3.177}$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu \tag{3.178}$$

而

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu} \tag{3.179}$$

其中 γ 为光子。

关于质子的衰变，不仅在理论上有预言，而且，20 世纪 80 年代中已经能够从实验上得到验证。但是，衰变的时标却是极长，目前给出的下限是大约10^{32} a。因此，大统一理论认为存在着比质子质量重 10^{15} 倍的 X 粒子，其质量为 10^{15}GeV。由 X 粒子参与的衰变，便会造成重子数不守恒。

X 粒子的反粒子是 $\bar{X}$，当宇宙的年龄小于 10^{-35} s，温度超过 10^{27} K，物质和反物质基本上相等，即重子数和反重子数是相等的，这时的物质密度超过 10^{80} g/cm^3。当年龄达到 10^{-35} s，温度开始低于 10^{27} K，情况就会不同。X 和 $\bar{X}$ 将分别衰变为重子和反重子。但是，由于 X 和 $\bar{X}$ 的寿命长，它们并不很快地消失，而是使得物态偏离热平衡，导致重子数和反重子数不对称，出现 CP 破缺。尽管 CP 破缺的程度是很小的，但其影响却很大，造成了今日宇宙中的正反物质不相等。

三、真空相变和宇宙的暴涨

根据近代物理的观点，真空并不意味着是“空无一切”的空间，而是对应着某一个能量极小的状态。真空也是一种场，它和物质应该是有联系的。从这种意义上说，真空也应该具有相变。普通的物态发生相变，例如，冰到 0℃变为水，虽然其化学组成没有变，但其状态的对称性却发生了变化。真空相变的特点，同样是对称性发生变化。对称性被破坏，也称为对称破缺。

宇宙中一种明显的不对称性是4种相互作用之间的强度相差很大，根据大统一理论，在宇宙的极早期，对称性最高，只有统一的一种作用。随着温度的降低，开始出现相变，或不对称。首先出现的是引力和强相互作用，大约在10^{-36} s。进而是弱电相互作用分开，大约是在10^{-10} s，此后，宇宙中便出现了4种相互作用。

单纯的大统一真空相变理论存在着一定的缺陷，根据大爆炸理论，在宇宙的极早期，宇宙尺度因子R随时间的增加为

$$R(t) \propto t^{1/2} \tag{3.180}$$

式(3.180)意味着，当$t \to 0$时，宇宙的膨胀速度最快。因为

$$\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t} \propto t^{-1/2} \tag{3.181}$$

另一方面，一个粒子元的视界大小为

$$R^* = ct \tag{3.182}$$

其中c为光速，在极早期，R^*的增长远远小于R的增长，尤其是当$t \to 0$时，$R^*/R \to 0$。因此，对于极早期宇宙，宇宙空间来不及彼此联系，无法实现均匀化，由此会带来两个后果：第一，由于粒子元彼此不混淆，会形成大量的磁单极；第二，无法实现目前我们所观测到的均匀的和各向同性的宇宙。

为了克服上述的困难，在20世纪80年代初提出了宇宙的暴涨模型。暴涨的原文是inflation，即通货膨胀的意思，意取宇宙膨胀速度高于通常的速度。暴涨模型认为，在10^{-35}～10^{-32} s期间，宇宙的膨胀速度按指数率增加，即

$$R = \exp\left(t\sqrt{\frac{\Lambda}{3}}\right) \tag{3.183}$$

其中的宇宙常数Λ可以取很大的值。在这种情况下，一个比粒子元都小的体元都可以膨胀成整个宇宙。换句话说，在10^{-35} s以前，宇宙的各个部分所占有的空间小于一个粒子元的空间。因此，所有的粒子元不再是相互无关的，这样便破坏了磁单极的存在。与此同时，宇宙的各个部分也会重叠，从而实现了均匀化和各向同性的要求。

四、宇宙的开端或“奇点”

根据热大爆炸宇宙理论，我们已经把宇宙的年龄推回到10^{-44} s，即所谓普

朗克时代。这时，宇宙的温度高达 10^{32} K，而宇宙的大小只有 10^{-33} cm。从目前已知的物理规律来看，这已经到了“不可思议”的地步。但是，从数学角度来看，仍然没有终结。数学上要求一直追溯到“0”，也就是“奇点”。从宇宙演化的角度看，奇点的概念是十分明确的，这就是宇宙的开端是什么？或者说，我们今天的宇宙究竟是从哪里来的？作者认为，这是一个非常值得思考的问题，也是一个非常困难的问题，它不仅涉及自然科学，也涉及哲学，这类极端的问题有待科学家们今后去解决。

§3.9 其他的宇宙模型

我们已经系统地讨论了以热大爆炸理论为基础的宇宙模型，以及在这一模型的框架下宇宙的演化过程。如上节所指出的，所谓标准宇宙模型仍然存在着不少困难。近代宇宙学的研究历史从哈勃定律建立算起，只有半个多世纪。在这段时间内，曾提出过各种各样的宇宙模型。虽然这些模型的完备性和所取得的成果都不及标准宇宙模型，但是每一种模型或理论都有自己独特之处。

一、米尔恩（Milne）模型

米尔恩于 1935 年提出对时空的基本定义，包括时间、空间和距离。其中，又以时间为更基本，距离只是时间乘以光速。米尔恩认为，可以定义各种类型的时间，但是，有两种时间是基本的：动力学时间和运动学时间。相对于动力学时间而言，星系在宇宙中是静止的，宇宙没有膨胀；而相对于运动学时间而言，星系则以一定的相对速度分开。以 τ 代表动力学时间，t 代表运动学时间，它们之间的关系定义为

$$\tau = t_0 \lg \frac{t}{t_0} + t_0 \tag{3.184}$$

其中 t_0 代表当前的时间。根据上述公式，在目前时间有 $t=t_0$，则 $\tau=t_0$。也就是说，在目前，动力学时间 τ 和运动学时间 t 是一致的。但是，当追溯到 $t=0$ 时，$\tau \to -\infty$，根据 Milne 模型，宇宙在过去按 t 时间测量是有限的，而按 τ 时间测量是无限的。

在 Milne 模型下，哈勃关系可以表示为

$$H=\frac{1}{t} \tag{3.185}$$

而 t 所表示的也就是宇宙的年龄，如果进一步和天体的距离 r 以及分离速度 v 联系起来，由 $r=vt$，便可以回到一般的哈勃关系。

Milne 模型对两种时间的引入有没有实际的物理意义呢？米尔恩认为，动力学时间所代表的是原子时，应该通过原子中的运动来测量；而运动学时间代表的是行星的运动，应该通过天体的运动来测量。近年来，曾经利用人造卫星对上述的两种时间的差别进行过测量。

Milne 模型只是提出了在宇宙论研究中应该引入两种时间概念，尚缺少系统地和完整地讨论。

二、乔丹（Jordan）模型

乔丹于 1994 年提出了一个概念，认为宇宙中的总能之和应该为零。总能包括：宇宙中所有天体或质点的动能、势能和它们固有的静止质量能。即

$$E=\sum \frac{1}{2}mv^2+\sum mc^2-\sum\sum \frac{Gmm'}{r^2}=0 \tag{3.186}$$

式(3.186)的第一项为质点的动能和，第二项为静止质量能，第三项为相距为 r 的两个质点 m 和 m' 的势能。

根据乔丹的看法，既然宇宙中的质、能总和永远为零，当宇宙膨胀时，势能项减少，必然应该有新的物质产生。至于新的物质是如何产生的，乔丹认为并不重要，因为整个宇宙的质、能总和本来就是零。无中生有的结果仍然是无，这大概就是乔丹理论的核心。

乔丹的理论和米尔恩一样，不够系统和完整。但是，它却提出了一个重要的理论概念，整个宇宙的质、能总和是守恒的。这一概念在今天的宇宙论研究中仍然是重要的。

三、狄拉克(Dirac)模型

狄拉克的宇宙模型是基于他的“大数理论”。狄拉克发现，宇宙中的一些基本物理常数能组合成若干个完全相同的大数来，其中包括：

(1)质子和电子之间的电作用力和引力之比

$$\frac{e^2}{Gm_p m_e} \approx 10^{40} \tag{3.187}$$

式中 G 是万有引力常数，e 是一个电子的电荷，m_p 和 m_e 分别是质子和电子的质量。

(2)宇宙的年龄与宇宙中最短的时标——光穿过一个电子半径所需要的时间之比

$$\frac{T}{t_e} \approx 10^{40} \tag{3.188}$$

式中 $T \approx 2 \times 10^{10}$ a，$t_e = r_c/c$，$r_c = e^2/m_e c^2$ 是一个电子的直径。

(3)宇宙中的质点的总数的平方根

$$\sqrt{N} \approx 10^{40} \tag{3.189}$$

宇宙中质点的总数 N 是根据观测到的质点的平均密度乘以宇宙空间的总体积。

狄拉克认为，上述 3 个大数相等并不是偶然的，而是由于某种内在的物理规律所支配的。如果仔细考察这 3 个大数，会发现第 2 个数是随着时间的增加，即宇宙年龄的增长而增加的。因此，为了保持这 3 个大数永远相等，就必然要求其他两个大数中的常数随着时间发生变化。对第 1 个大数，如果认为 e，m_p 和 m_e 保持不变，则应该有

$$G \propto \frac{1}{T} \tag{3.190}$$

式中 T 是宇宙的年龄。该式表明，引力常数与时间的增加成反比。

验证引力常数是否真的随时间变化，是一项艰巨的基本物理实验，目前的方法是精确测量行星绕太阳的公转周期，如果 G 发生变化，则周期也必然发生变化。到目前为止的测量结果为

$$\frac{\dot{G}}{G} = 6 \times 10^{-11}\ \text{a} \tag{3.191}$$

式中 $\dot{G} = \mathrm{d}G/\mathrm{d}t$ 。也就是说，G 随时间的微小变化只有在宇宙年龄的尺度上才能体现出来。

第 3 个大数要保持同步变化，则必须要求

$$N \approx T^2 \tag{3.192}$$

即宇宙中质点的数目在不断地增加。狄拉克认为，宇宙中的总质量应该是不变的。因此，要想上式成立，就要求每个质点的质量 m 必须随时间减少。

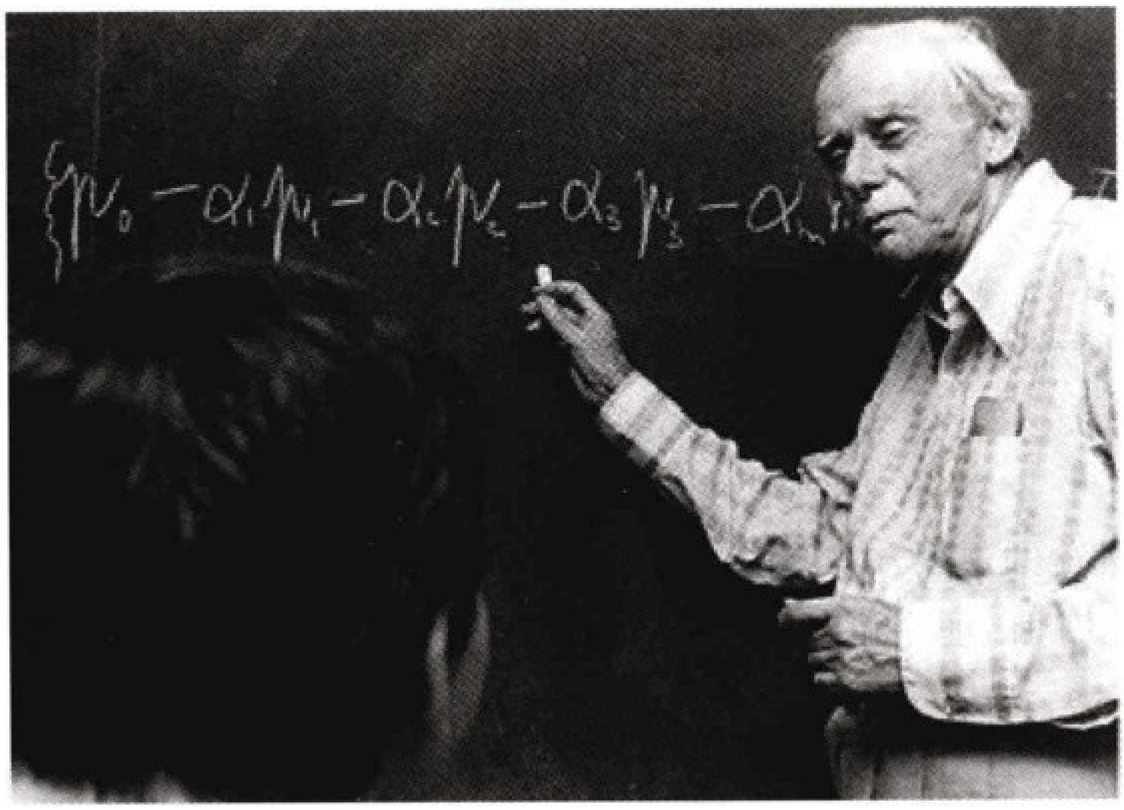


图 3.9　物理学诺贝尔奖金获得者，英国狄拉克(1902—1984)从理论上预言了正电子的存在，后被实验证实。他还预言在宇宙中存在着由反物质构成的星球，成为反物质宇宙。美籍中国物理学家丁肇中试图利用宇宙飞船寻找反质子，验证狄拉克的预言，至今没有肯定的结果

后来，狄拉克又对他的理论做了一些修正，以适应新的观测结果，例如，不再坚持每个质点的质量随时间减少。

狄拉克理论的核心似乎在于如何理解和解释这些大数为什么相等，有没有内在的物理含义。卡特(Carter) 曾对这一规律做出完全不同的解释，他认为这些大数的和谐一致是人类能够在宇宙中生存的先决条件。

四、布朗斯—迪克（Brans-Dicke）模型

我们在讨论马赫原理时曾提到，惯性是与质量成正比的，因此，物体的质量并不像牛顿假定的那样是物体本身的一种内禀性质，而同样是同宇宙的遥远部

分有关。至于什么是宇宙的遥远部分，马赫本人并没有给予明确的回答。今天看来，应该是我们所观测到的这个宇宙。

布朗斯和迪克于1961年提出将马赫原理应用于宇宙学。由于宇宙在不断地膨胀，宇宙中的物质因此会被稀化，这样一来，宇宙对一个质点的影响也必随时间减少。他们提出了对一个质量为 m 的质点影响的定量计量为

$$m\sqrt{G/hc} \tag{3.193}$$

其中 h 为普朗克常数，G 为引力常数，c 为光速。一般认为，h 和 c 是不随时间变化的，因此，在上式中可能变化的量只有 m 和 G 。Brans-Dicke 理论有两种提法：一是认为 m 不变，而 G 在不断地减小；或者 G 保持不变，而 m 在不断地减小。这两种提法可以用统一的公式联系起来。

Brans-Dicke 理论与广义相对论的分歧常用一个参数 ω 来表示。ω 愈小，表示分歧愈大。反之，若 ω 值很大，则表示两种理论没有分歧。他们曾定量地给出检验其理论的观测方案，例如，对于水星轨道的近日点的进动。

Brans-Dicke 理论和广义相对论的差别为

$$\Delta=\frac{3\omega+4}{3\omega+6}\Delta_{GR} \tag{3.194}$$

观测结果表明，两者的差别很小，但是，迪克认为，水星近日点进动的部分原因是由于太阳具有扁度引起的，他得出 $\omega=6$ 。不过，最新观测结果表明，太阳的扁度非常小，要求 $\omega>30$ 。

Brans-Dicke 理论给出的另一项验证方案是光线在通过太阳表面时的偏转角度 D，两种理论的差别为

$$D=\frac{2\omega+3}{2\omega+4}D_{GR} \tag{3.195}$$

观测表明，仍然是 $\omega\geqslant 30$ 。

由此看来，Brans-Dicke 理论和广义相对论的实质性差别并不大，似乎只是量上的差别。Brans-Dicke 理论同样认为宇宙起源于大爆炸，但是在早期的膨胀速度要比标准模型快很多。

五、稳恒态模型

以上所讨论的几种模型虽然各有其特点，但都显得不够系统和完整，也可以

说还没有形成完整的模型。相比之下，稳恒态模型已经形成了一套完整的理论。

稳恒态模型是 1948 年由邦迪（Bondi）和戈尔德（Gold），以及霍伊尔（Hoyle）分别独立地提出的，后来，霍伊尔对该模型做了大量的工作。因此，人们往往把稳恒态模型和霍伊尔的名字联系在一起。

当初提出稳恒态学说是基于克服宇宙年龄的矛盾，由于当时的哈勃常数偏大，由 H^{-1} 给出的宇宙年龄太小。稳恒态模型提出宇宙没有起始，因而宇宙的年龄是无限的。

稳恒态的概念出自于对宇宙学原理的理解。根据宇宙学原理，宇宙中的物质分布是均匀的和各向同性的。宇宙学原理适用于目前的时间 t ，是否适用于宇宙的任何时间并没有得到证明。稳恒态学说的倡议者认为，按照大爆炸理论的早期宇宙，目前的物理规律可能会遭到破坏，宇宙学原理不一定成立。为了保证目前的物理规律不仅适用于宇宙的各个地方，而且适用于宇宙的各个时期，就必须把宇宙学原理推广到时间维上，即在任何宇宙时间 t 都是成立的。这样一来，如果把目前的宇宙学原理称为“普通的宇宙学原理”，则扩大到时间维上的宇宙学原理便被称为“完全的宇宙学原理”。满足完全宇宙学原理的宇宙无论在空间上或时间上都是稳定的，因此叫做“稳恒态”（steady state）。

如何维持宇宙的稳恒态呢？稳恒态学说并不排斥宇宙的膨胀，或天体的运动。那么，为了保持稳恒态，就必须要求有物质不断地产生。这种物质的产生不是指任何形式的粒子蜕变或质能转换，而是实实在在的“创生”，无中生有。根据计算，所要求的物质创生率为每 10^{12} a 在一个立方厘米内产生一个氢原子。在这样的条件下，尽管宇宙在不断地膨胀，但宇宙中的物质密度不会变化。事实上，稳恒态宇宙模型不仅要求物质创生，而且还要求星系也不断地形成，这样才能保证全部星系的平均距离始终保持不变。总之，稳恒态所要求的是宇宙中任何一种可观测的物理性质都不应该随时间变化。

稳恒态模型的正确性需要通过观测来检验。最直接的检验是观测宇宙中天体的分布。宇宙会在多大的尺度上表现为稳恒态呢？显然至少是在星系距离的量级上。如果能够计数尽可能远和尽可能完备的河外天体，便是一种很好的检验。霍伊尔当时所在的剑桥大学，曾对射电源进行过大量的计数。如果认为：

（1）所有被观测的射电源的内禀性质是相同的；

（2）射电源在空间均匀分布；

（3）时空性质是欧氏平直时空。

则对于射电光度为 L_R，距离为 r 的一个射电源，观测者接收到的流量 S 为

$$S=\frac{L_R}{4\pi r^2} \tag{3.196}$$

在 r 尺度内的总射电源数为

$$N=\frac{4}{3}\pi\rho r^3 \tag{3.197}$$

式中 ρ 为射电源的数密度。由上两式不难得到

$$\lg N=-1.5\ \lg S+\lg\left[\frac{4}{3}\pi\rho\left(\frac{L_R}{4\pi}\right)^{3/2}\right] \tag{3.198}$$

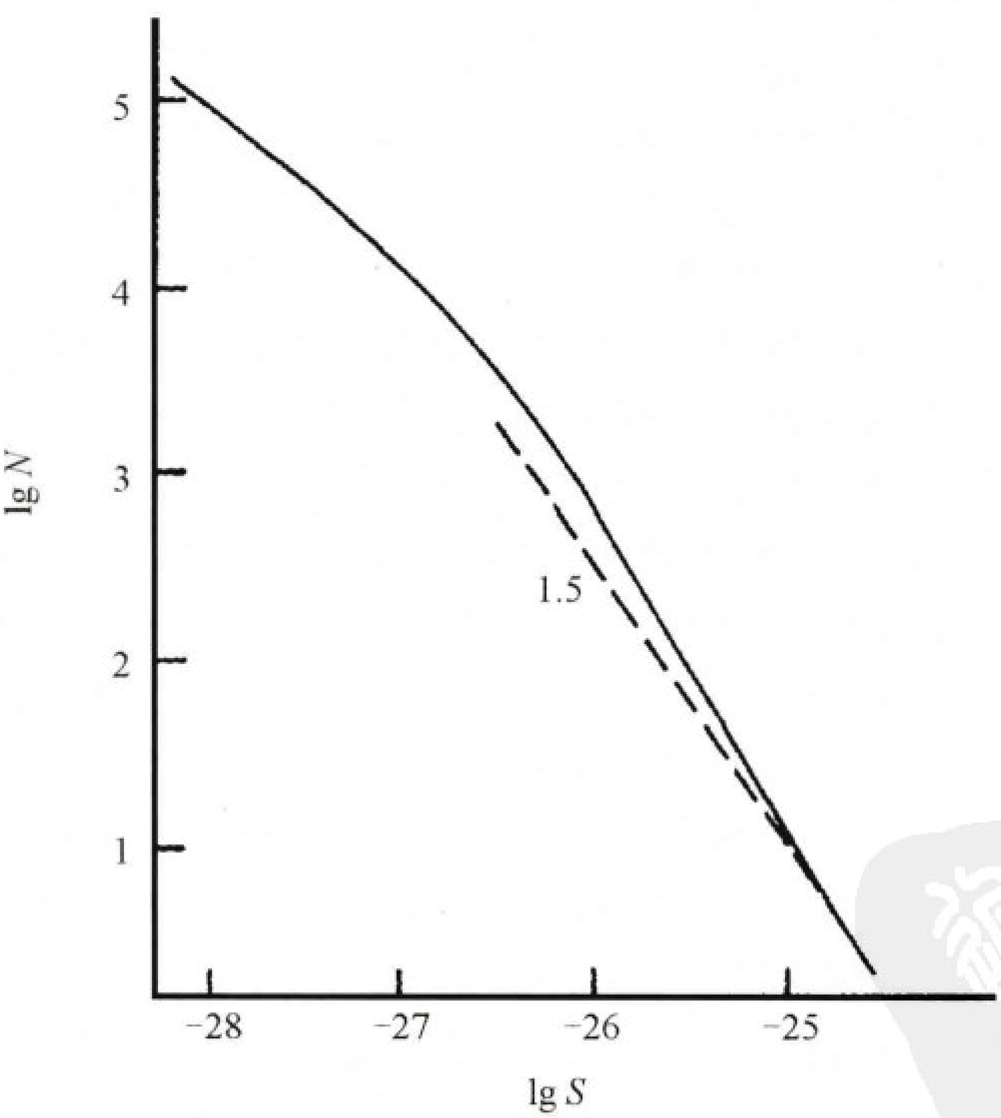


图 3.10　赖尔的观测结果。纵坐标是河外射电源数目的对数，横坐标是流量的对数。理论曲线的斜率应该是 −1.5。实际观测曲线陡一些，但相差不太大

英国著名射电天文学家赖尔(Ryle)进行了系统的测量,他的观测结果如图3.10所示。所得计数曲线的斜率不刚好是－1.5,而是接近－1.8。对于这样的结果,可以做出不同的解释。反对稳恒态学说的人认为,原假设中的第2条是不成立的,ρ不是常数,ρ随距离r的增加而增加,即宇宙早期的密度要大一些。或者,L_R不是常数,早期的射电光度要大一些。当然,也可能ρ和L_R同时随距离增大。稳恒态学说的支持者则认为观测数据中有许多不确定的因素,再加上时空性质可能与欧氏时空偏离,因此不能得出与稳恒态模型完全矛盾的结论,需要更完备的观测样品。

有些反对稳恒态学说的人往往指责"物质创生"的概念不可理解,甚至提高到哲学的高度,认为是同辩证唯物主义对立的。霍伊尔认为,这并不是困难所在。物质创生意味着粒子轨线的终端可以出现在任何时间,而不像大爆炸学说那样都出现在$\tau=0$的时间。图3.11形象地说明了这一点,逐个创生和同时创生本质上是相同的。

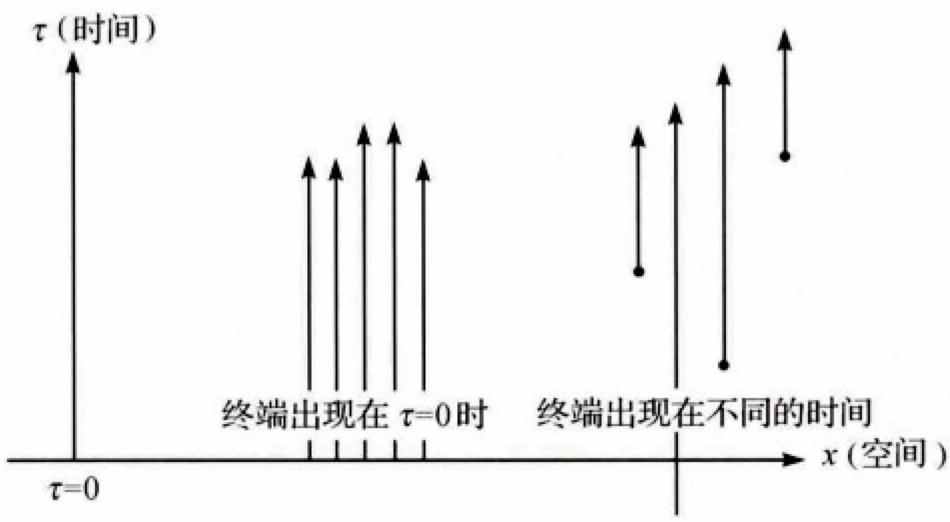


图3.11　为什么总是认为所有粒子轨迹的终端都起始于同一时间瞬间,而不能起始于不同的时间呢?

稳恒态宇宙模型遇到的最大的困难是难以解释宇宙微波背景辐射现象。如果不将背景辐射现象与大爆炸联系起来,就必须认为是由星系的射电辐射叠加形成的。射电星系的确可以发出背景辐射的射电波,但目前已知的射电源都不足以给出足够的强度。一种设想是认为存在着许多未探测到的弱强度射电源,例如其内禀发射强度只有目前射电源的百万分之一。这样的射电源需要大约10^{14}个才能满足要求,是目前可见星系数目的10000倍,是否存在这样的弱射电源是一个疑问。近来,霍伊尔和阿尔普(Arp)等人又提出了新的解释方案:超新

星爆发时生成的铁元素会在强力激波的作用下形成铁屑，这些铁屑散布到宇宙空间，通过散射天体的辐射也可以造成目前的宇宙微波背景辐射谱。

稳恒态模型遇到的另一个困难是难以解释宇宙中过量的氦丰度。单凭恒星内部核反应形成的氦丰度不能满足目前的观测结果，还必须加上早期宇宙所生成的。不过，如果认为宇宙的年龄是无限的，则通过长期的核反应也可以达到一定的丰度。

稳恒态模型虽然存在着许多不够完善的地方，但由于它提出了许多新的概念和设想，引导人们去思考和争论问题，从而促进了宇宙学的发展。直到今天，霍伊尔仍然认为："我们还是一定要小心，不要受天文学中一直存在的倾向性观点的影响，不要认为世界上除了用今天的仪器正好能够观测到的那些事物外，就再也不存在其他任何东西了。"

第四章　宇宙中的物质

§4.1　宇宙中的物质

宇宙中的物质指宇宙中存在的所有的物质，宇宙的演化方向强烈地依赖于宇宙中所有物质的总平均密度。近年来，有关宇宙中的物质增加了全新的概念，这就是真空能量的引入。由于真空能量，也就是暗能量的存在，直接影响了宇宙的演化进程。不过，在通常情况下，若不考虑真空能量，以往对宇宙中的物质和物质密度的论述仍然是成立的，只要把 Ω_0 改写为 Ω_m 就可以了。至于 ρ_0，理论上也可以改为 ρ_m，为了前后一致，我们仍沿用 ρ_0。根据定义

$$\Omega_m = \frac{\rho_0}{\rho_c} \tag{4.1}$$

测定 Ω_m，实质上是测量 ρ_0 的大小，ρ_0 的数值需要把宇宙中各种物质的密度值总加起来。根据讨论的对象或观测角度的不同，宇宙中的物质可以按下述的方式来划分。

一、天体和天体之间的介质

一个普通恒星的质量，以太阳为例，为 1.98×10^{33}g。

一个普通的星系，以银河系为例，其总质量约为 $10^{12}M_\odot$。

宇宙中星系的平均数密度大约为 0.02Mpc^{-3}，宇宙的总体积如果按哈勃半径来计算(取 $H_0=50$)，

$$R_\text{H} = \frac{c}{H_0} \approx 6000\text{Mpc} \tag{4.2}$$

按最简单的平直时空来估算宇宙的体积

$$V_\text{H} = \frac{4}{3}\pi R_\text{H}^3 \approx 9\times10^{11}\text{Mpc}^3 \tag{4.3}$$

由此可以得出宇宙中的总星系数目为

$$N_G = 0.02 \times V_H = 1.8 \times 10^{10} \tag{4.4}$$

总质量若以银河系的质量 $10^{12} M_\odot$ 计算，则

$$M = 1.8 \times 10^{22} M_\odot \tag{4.5}$$

天体之间的介质主要由两部分组成：一是星际之间的星际介质；二是星系际之间的星系际介质。星际介质包括了所有恒星之间的物质：发光的和不发光的，中性的和电离的。星际介质的平均密度很低，事实上其平均密度值比地面上物理实验室中所能达到的真空还要低百万倍左右。以太阳周围为例，星际介质的平均密度为 1.3×10^{-24} g/cm^3，相当于 0.8 个原子/cm^3。而地球大气的平均密度为 10^{19} 个原子/cm^3。

星系际之间存在着介质首先可以从动力学的角度得到证明。在一个星系团内，星系的运动速度在 1000 km/s 的量级。例如后发座星系团(Coma)，成员星系的运动速度达到 2000 km/s。在这样高速运动的条件下，星系团能保持稳定，必须有一定的星系际介质来维系。直接观测也表明了星系际介质的存在，图 4.1 是一组典型的有相互作用的星系，其延伸的暗纤维明显地显示出星系际介质的存在。

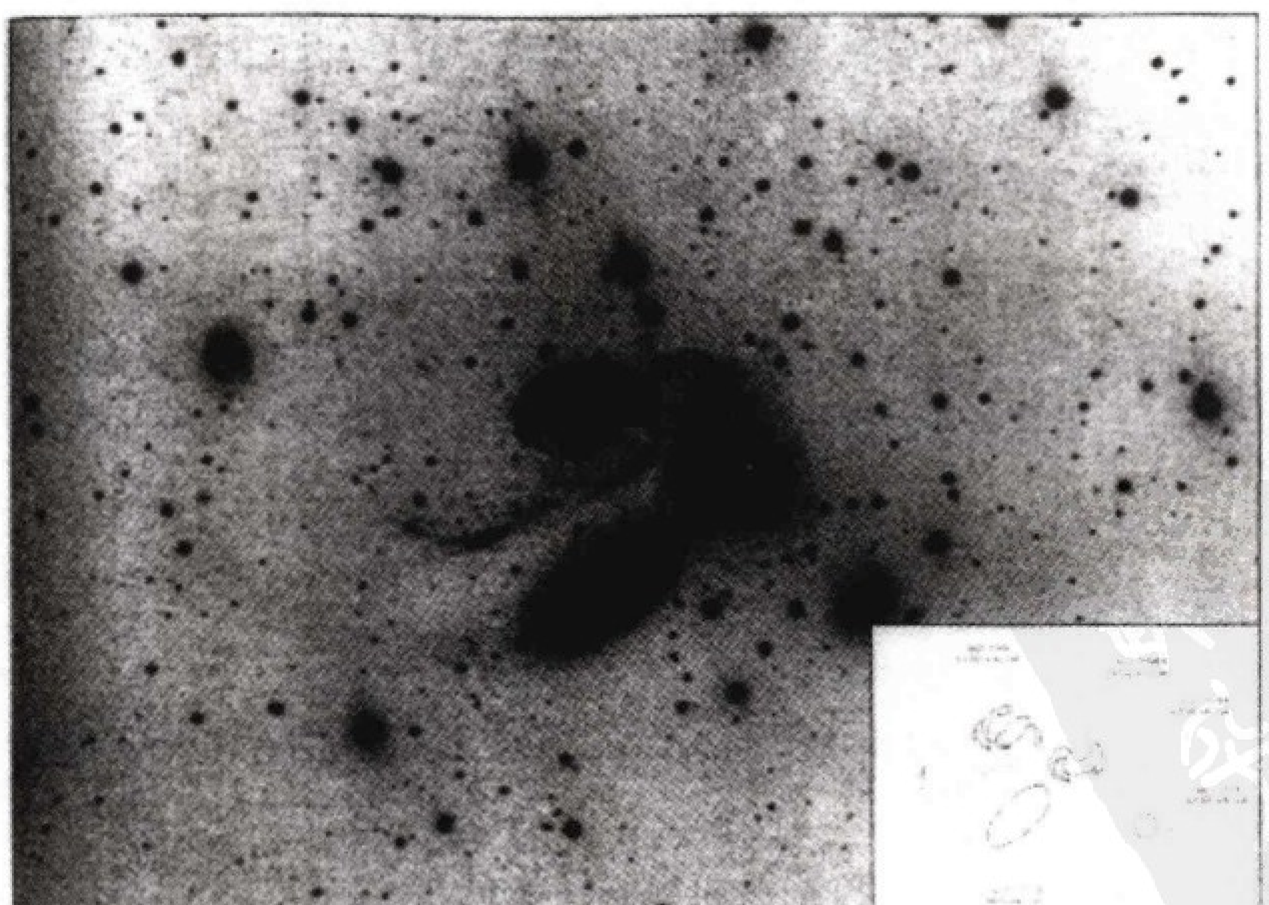


图 4.1　5 米望远镜拍摄的一组星系，可以清楚地看出星系际间的大量介质。几个星系的名称如右下角图所示，请注意它们之间可能存在着物理联系

根据星系的形成理论，星系际气体可能在星系形成期间被加热，之后由于弥散开来温度不再升高，其温度保持在 10^8K。如果温度这样高，应该期待能观测到一条 1.77 Å 的 X 射线谱线，这是由 25 次电离铁产生的谱线。观测已证实了它的存在，大多数星系团都有很强的 X 射线辐射也证明了这一点。

观测星系际介质的另一个重要手段是通过远距离河外天体的吸收线，其中最重要的是类星体，在第八章中会详细加以讨论。

二、可视物质和不可视物质

这是另一种分类方法。不可视物质也称为暗物质，有时也用短缺质量(missing mass)形容不可视物质。短缺质量的含义是从动力学的角度引进的，现在已经肯定，宇宙中可视物质部分远远小于不可视物质部分。由于不可视物质的定义不一致，且宇宙中的总物质含量也不确切，因此无法确切回答可视物质和不可视物质的比例。从星系和星系团的物质含量分析，可视部分估计占10%～30%。一些星系团的动力学分析表明，可视物质成分可能只占 1%左右。

三、重子物质和非重子物质

这是一种更基本的分类方法。重子物质指所有具有静止质量的粒子构成的物质；非重子物质由非重子粒子构成。非重子粒子是一个复杂的大家族，一些非重子粒子已经被探测到，如光子、中微子等，但大多数非重子粒子还仅仅是理论上的预言，是否存在还有待进一步验证。表 4.1 列出了其中的一些主要成员。

表 4.1 一些主要的非重子粒子

粒子或可能的粒子	近似质量	理论预言	天体物理效应
轴子	10^{-5} eV	PQ 对称破缺	冷暗物质
原初中微子	10～100 eV	大统一理论	热暗物质
光微子	10～100 eV	超对称，超引力	热暗物质
Para-光子	20～400 eV	改进的量子动力学	热(或温热)暗物质
右手中微子	500 eV	超弱相互作用	温热暗物质
引力子	500 eV	超对称，超引力	温热暗物质
中微子	keV	超对称，超引力	温热(或冷)暗物质
超中微子	MeV	超对称，超引力	冷暗物质
磁单极	10^{16} GeV	大统一理论	冷暗物质
超对称弦子	10^{19} GeV	超对称，超引力	冷暗物质

在非重子粒子中，最引人注意的是中微子。20 世纪 80 年代初期，世界上一些物理实验室宣布中微子的静止质量可能不为零，前苏联的一个实验室甚至给

出电中微子的能量上限为 $E_\nu=30\ \mathrm{eV}$。根据

$$1\mathrm{eV}=1.602\times10^{-12}\mathrm{erg} \tag{4.6}$$

我们不难得出其静止质量的上限为

$$m_\nu=\frac{E_\nu}{c^2}=5.3\times10^{-32}\mathrm{g} \tag{4.7}$$

宇宙中的中微子除去恒星内部的核反应不断形成外，还有大量的中微子是来自宇宙形成的极早期。此后，中微子便遗留在宇宙中，有时也称为"遗留物"。宇宙中单一类型中微子的数密度为

$$N_\nu=9.1(k_\mathrm{B}T/\hbar c)^3\times10^8\mathrm{cm}^{-3} \tag{4.8}$$

其中 k_B 为玻尔兹曼常数，$\hbar$ 为普朗克常数。将背景温度 $T=2.7\mathrm{K}$ 代入上式，则得

$$N_\nu=100/\mathrm{cm}^3$$

那么，单由中微子给出的密度值为

$$\rho_\nu=N_\nu m_\nu N_k \tag{4.9}$$

N_k 是中微子的类型，如果按通常的取法为四种($\nu_\mathrm{e},\bar{\nu}_\mathrm{e},\nu_\mu,\bar{\nu}_\mu$)，即 $N_k=4$。则把中微子的质量上限(4.7)代入上式，容易得出

$$\rho_\nu=2\times10^{-29}\mathrm{g/cm}^3 \tag{4.10}$$

单此一项，便已经达到了临界密度值 ρ_c。但是，进一步的物理实验表明，中微子到底有没有静止质量仍然是一个谜，由此掀起的中微子天文学热便也冷却了下来。

另一种有趣的非重子粒子是轴子(axion)。轴子的静止质量在 $10^{-2}\sim10^{-5}\mathrm{eV}$，是目前已知的质量最小的粒子。它同样形成于宇宙的极早期，大约在 $T=10^{12}\mathrm{K}$时代。由于这种粒子没有热运动速度，所以从来没有处于过热动平衡状态，它们应该一直保持着原有的"冷"状态。

还有一类非重子粒子是仅参与弱相互作用的大质量粒子，称为 WIMP (weakly interacting massive particle)。这些粒子的质量达到 $10^{10}\mathrm{GeV}$ 以上，如磁单极子，引力子等，但是否存在仍有待证明。

§4.2 原初宇宙的元素合成和丰度

第三章中曾讨论了宇宙的热历史，伴随宇宙的热历史过程，元素在不断地合成。宇宙中元素的合成过程有两种途径：宇宙早期阶段的总体合成过程和恒星诞生后在恒星内部的核反应过程。

在宇宙早期的核合成过程中，很难形成比锂(Li)更重的元素。原因是原子量为5～8的核一般都不稳定，因此很难通过质子p(^{1}H)和α粒子(^{4}He)的碰撞p+α，或者α+α产生比氦更重的核。但在恒星内部的情况就不一样，由于极高的密度和温度，使α+α容易实现，从而产生少量的不稳定的铍(^{8}Be)；^{8}Be通过与α碰撞便可以产生碳(^{12}C)；继而进一步形成更重的元素，这便是著名的元素合成链过程。

宇宙中元素丰度的演化依赖于宇宙中核子数n_b与光子数n_γ的比值，

$$\eta=\frac{n_b}{n_\gamma} \tag{4.11}$$

由于η的数值很小，也常表示为

$$\eta=\eta_{10}\times10^{-10} \tag{4.12}$$

由核子产生的质量密度可以表示为

$$\rho_N=M_N n_b=M_N n_\gamma \eta \tag{4.13}$$

其中$M_N=1.66\times10^{-24}$ g是原子量单位，宇宙中的光子数密度大约是

$$n_\gamma=4.0\times10^2(T_r/2.7)^3 \tag{4.14}$$

由此得出

$$\rho_N=6.64\times10^{-32}(T_r/2.7)^3\eta_{10} \tag{4.15}$$

其中T_r是辐射温度。在目前的宇宙中，取$\rho_c=2\times10^{-29}\,\mathrm{g/cm^3}$，则核子密度常数可以表示为

$$\Omega_b h^2=\rho_N/\rho_c=0.003\eta_{10} \tag{4.16}$$

其中h是以100为单位的哈勃常数。

现在根据热动平衡理论具体讨论各种元素的数密度。在热动平衡条件下，i粒子的数密度应该满足玻尔兹曼分布

$$n_i\approx g_i\,\frac{(m_i k_B T/2\pi)^{3/2}}{\hbar^3}\exp\left(\frac{\mu_i-m_i c^2}{k_B T}\right) \tag{4.17}$$

其中g_i是统计权重，m_i是粒子的质量，k_B是玻尔兹曼常数，μ_i是化学势。在宇宙的辐射期，最重要的是由弱相互作用维持的中子(n)和质子(p)的平衡，

$$\begin{aligned}\mathrm{n}+\nu_e &\longleftrightarrow \mathrm{p}+e^-\\ \mathrm{n}+e^+ &\longleftrightarrow \mathrm{p}+\bar{\nu}_e\end{aligned} \tag{4.18}$$

这一时期的碰撞时标$\tau_{碰}$远小于宇宙的膨胀时标$\tau_H=(R/\dot{R})$，一直持续到大约$T_r\approx10^{10}$ K，也就是中微子开始与物质分离(退耦)。根据上述的热平衡假设，中子和质子的数密度比应为

$$\frac{n_n}{n_p}\approx\exp\left(-\frac{Q}{k_B T}\right)=\exp\left(-\frac{1.5\times10^{10}}{T}\right) \tag{4.19}$$

其中 $Q=\Delta mc^2=(m_n-m_p)c^2=1.293\text{MeV}$ 为结合能(binding energy)，Δm 即中子和质子的静止质量差，当 $T=T_r$ 时，上式给出中子和质子的相对数

$$X_n(T_r)=\frac{\mathrm{n}}{\mathrm{n}+\mathrm{p}}\approx\frac{\mathrm{n}}{n_{tot}}\approx 0.17 \tag{4.20}$$

详细计算表明，上述的平衡态一直保持到 $T_r=1.3\times10^9\text{K}$。当温度进一步下降，中子只有通过 β 衰变变为质子

$$\mathrm{n}=\mathrm{p}+\mathrm{e}^-+\bar{\nu}_e \tag{4.21}$$

上述衰变的平均时标 τ_n 只有 900s。

氦(^{4}He)丰度　当温度低于退耦温度后，上述宇宙中的质子和中子会通过碰撞合成更重的原子核。首先要产生足够数量的氘(D)

$$\mathrm{n}+\mathrm{p}\longleftrightarrow \mathrm{D}+\gamma \tag{4.22}$$

由该反应的光学势平衡关系

$$\mu_n+\mu_p=\mu_D \tag{4.23}$$

可以直接得出质子的相对数

$$X_p=\frac{\mathrm{p}}{n_{tot}}\approx 1-X_n \tag{4.24}$$

以及

$$X_D=\frac{\mathrm{D}}{n_{tot}} \tag{4.25}$$

X_D 的大小依赖 D 的结合能

$$Q_D=(m_n+m_p-m_D)c^2\approx 2.225\text{MeV}\approx 2.5\times10^{10}\text{K} \tag{4.26}$$

而对于 Ωh^2 的依赖却很小，可见，当 $T\geqslant 10^{10}\text{K}$ 时，X_D 可以忽略。因为所有的核都处于自由态，高能光子起到了光致离解(photodissociate)作用，核合成于是不能有效地进行，这一效应称为氘瓶颈作用。瓶颈效应直接影响着氦的丰度，当温度降到 $T^*=10^9\text{K}$，即核合成的起始时间 $t=t^*$，X_D 不能再忽略，所有中子都被捕获形成 D。但是，D 并不独立出现而是通过下述反应进一步形成氦：

$$\mathrm{D}+\mathrm{D}\rightarrow {}^3\mathrm{He}+\mathrm{n} \tag{4.27}$$

$${}^3\mathrm{He}+\mathrm{D}\rightarrow {}^4\mathrm{He}+\mathrm{p} \tag{4.28}$$

上述反应的碰撞截面很大，因此会快速地把所有自由中子都捕获到 ^{4}He 中。由此给出的氦丰度为

$$Y\approx Y(T^*)=2X_n(T^*)=2X_n(T_n)\exp\left(-\frac{t^*-t_n}{\tau_n}\right)\approx 0.25 \tag{4.29}$$

上式中系数 2 的引进是由于

$$Y=\frac{m_{He}}{m_{tot}}=4\frac{n_{He}}{n_{tot}}\approx 4\times\frac{1}{2}\frac{n_n}{n_{tot}}=2X_n \tag{4.30}$$

上述结果基本与 η 或 Ω_b 无关，原因是在合成前 X_n 的数值与 Ω 无关，它是由核子与轻子的弱相互作用来决定，且核合成起始主要取决于温度而不是核的数密度。式(4.30)的结果很有意思，由此得出

$$Y \approx \frac{2n_n}{n_n + n_p} = \frac{2}{1 + n_p / n_n} \tag{4.31}$$

因此，计算氦的丰度变成了计算质子和中子的数目比。更详细的计算给出

$$Y = 0.225 + 0.012(N_\nu - 3) + \ln\eta_{10} + 0.0097(\tau_n - 14.9) \tag{4.32}$$

其中 N_ν 是中微子的类型数，τ_n 以分钟计算。

氘(D)和锂(Li)的丰度　其他轻元素的丰度需要详细计算所有的反应方程。氘(D)的丰度更依赖于 η，其结果为

$$\frac{\mathrm{D}}{\mathrm{H}} = 5 \times 10^{-4} \eta^{10^{-\frac{5}{3}}} \tag{4.33}$$

锂(Li)的丰度随 η 有一个变化，在低端，^{4}He 和 ^{3}H 可以直接合成 Li；在高端，^{7}Be 捕获电子形成 Li；而在中间阶段，由于捕获质子衰变成 2 个 ^{4}He 的反应而使丰度降低，呈现凹状。图 4.2 给出了这些元素随物质密度的丰度变化。

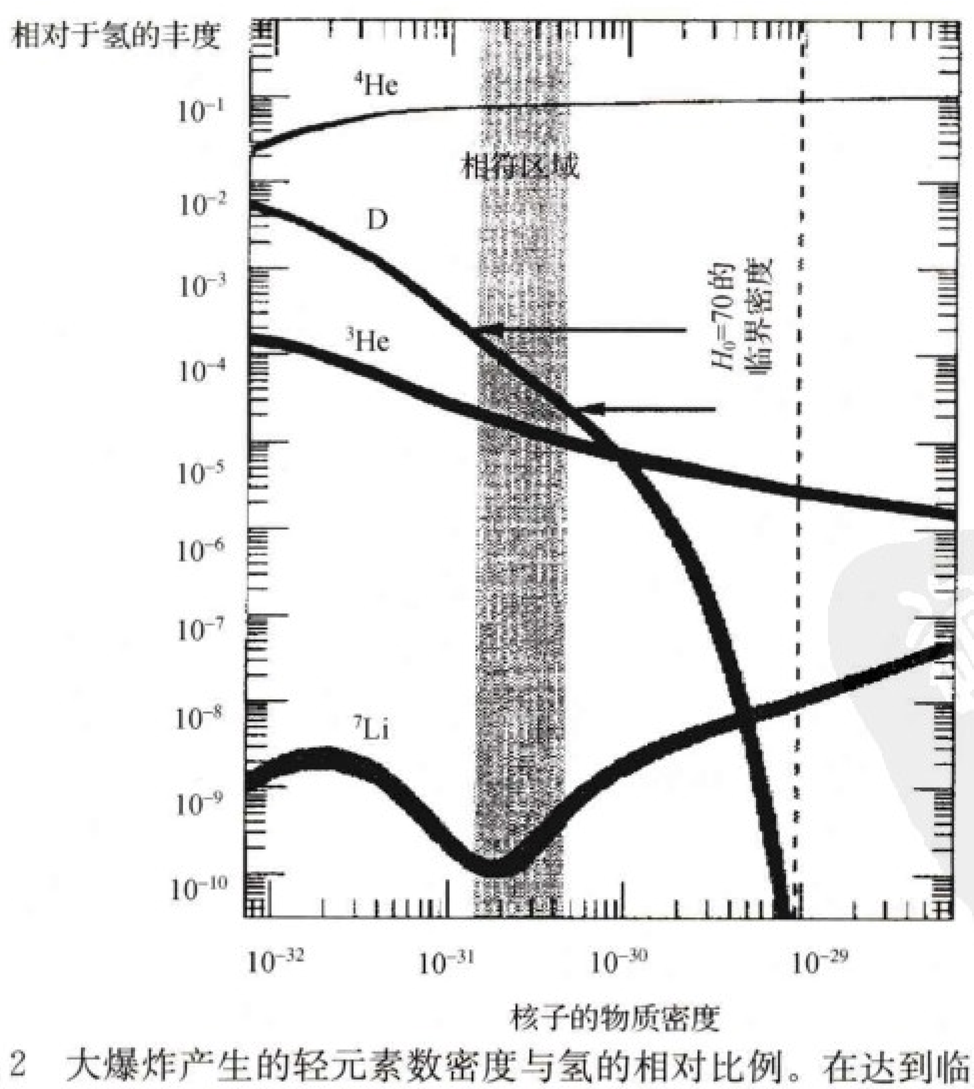


图 4.2　大爆炸产生的轻元素数密度与氢的相对比例。在达到临界密度值时，^{3}He、^{4}He和 Li 的相对丰度，而 D 的丰度很低

§4.3 元素丰度的观测验证

从观测角度去验证上述理论模型是一件困难的工作，一方面对测量精度的要求很高。可以看出，除去^{4}He以外，所有其他元素的含量都非常低，且其丰度依赖于宇宙学参数；另一方面，我们已经无法再找到真正的“原初”丰度，观测到的元素丰度都已经(至少部分地)被恒星的核反应过程污染过了。尽管如此，天文学家在元素丰度的观测工作上做了大量的工作，从恒星大气、星际介质一直到行星大气和陨石，这些工作在于解开宇宙元素之谜。

^{4}He 氦丰度预期值达到25%，且随宇宙参数的变化很小。但是，要想获得原初的氦丰度，必须扣除掉在恒星中产生的氦。扣除的原则是，如果把金属含量看做是恒星中氢合成氦的副产品，则可以外推到金属含量为零的氦的丰度。由此得到

$$Y=0.234\pm0.003\pm0.005 \tag{4.34}$$

其中第一项误差是统计误差，第二项误差是丰度测量的误差。

D 氘丰度的测定过去主要来自两方面：星际介质和太阳系。根据星际介质的测定，结果为

$$D/H\approx1.6\times10^{-5} \tag{4.35}$$

但是，由于星际介质的不均匀性，这一结果不一定和原初宇宙的丰度一致。对太阳系天体的测定基于陨石，结果为

$$D/H\approx2.60\times10^{-5} \tag{4.36}$$

如果取上述测量的平均值为2×10^{-5}，则意味着$\Omega_b=0.024$。

最近，有关D丰度的测定引起了轰动，测出的D丰度远远高于预期值，测量方法是利用高红移类星体的吸收线。类星体的Lyα线丛是通过高红移的气体团产生的，这些气体团如果金属丰度很低，可以认为是没有经过恒星污染的原初气体。关键是在Lyα线丛中找到D的吸收线Dα。图4.3是由位于夏威夷的Keck 10m望远镜观测的QSO1937－1009的Lyα线丛，图中左面的每一条Lyα吸收线分别来自每一个孤立的气体团，与之对应的右图是同一气体团的金属线。曲线是观测光谱，实线是拟合值，Dα线的位置应该是比Lyα线心蓝移82km/s，Lyα线心波长为1216 Å，图中标为0，而Dα的线心波长为1085 Å。从右图可以看出，的确没有明显的金属线，而左图的第1、2、3气体团显示出Dα的吸收线。

也许QSO 0014＋813的观测结果更令人信服一些。图4.4是其中一条

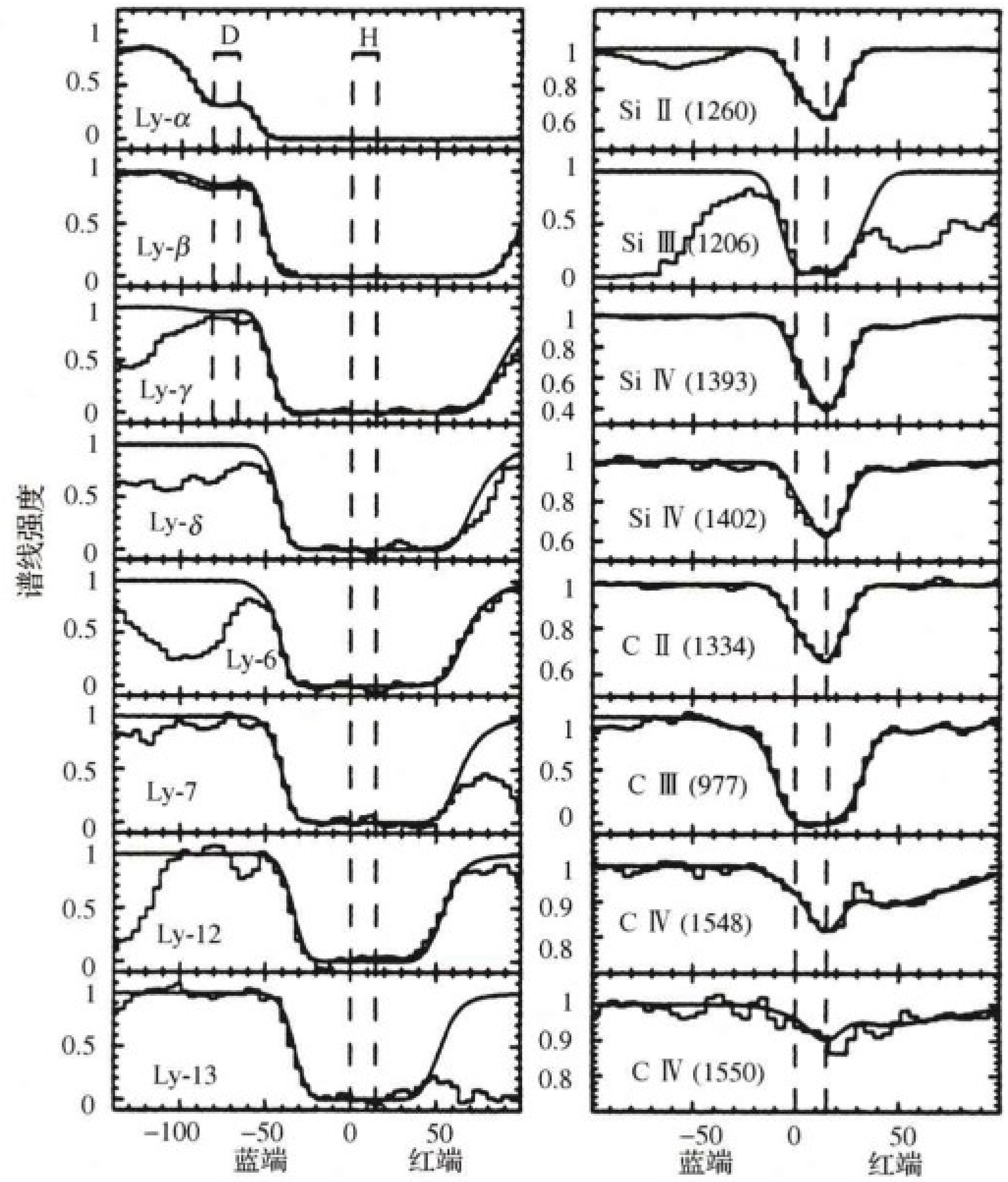
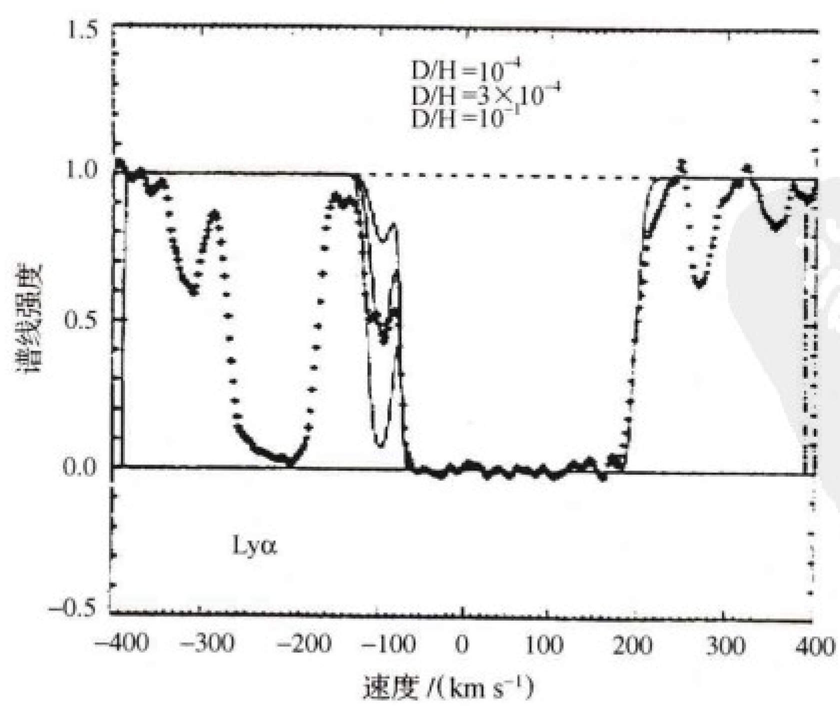


图 4.3　类星体 QSO1937－1009 对不同的气体团显示的 D 的吸收线



4.4　类星体 QSO 0014＋813 给出的 D 的谱线轮廓

Lyα 吸收线及相应的 Dα 的光谱，拟合给出 3 种估计值，最可能的结果是

$$D/H = 3\times10^{-4} \tag{4.37}$$

其他的一些类似测量结果也基本一致。这样的结果不仅与以前的测量结果相差了一个数量级，而且与理论模型也不一致。也有人提出否认，认为是吸收线证认有错误。另一种可能是，近距离天体的 D 丰度的确被污染了，必须以类星体的测量为准，修正原有的理论。

^{3}He ^{3}He 的丰度的测定仍然有不确定性，由星际介质或 HⅡ 区给出的结果为

$$^3He/H \approx 2.5\times10^{-5} \tag{4.38}$$

原初的^{3}He 丰度在恒星中不断被产生又被破坏，因此难以估计。一种方法是将^{3}He 和 D 一起来估计，因为 D 在恒星中产生后会合成^{3}He，由此给出的结果是

$$(D+{}^3He)/H \approx 4.1\times10^{-5} \tag{4.39}$$

Li 锂在整个天体物理过程中不断地被产生和消灭，但有一部分锂可能从宇宙线的碰撞中产生。在星族Ⅱ的热星中，锂的丰度被发现是均匀一致的。目前的测量结果为

$$Li/H \approx 1.6\times10^{-10} \tag{4.40}$$

原初元素丰度的测量结果可以验证或确定宇宙模型的参数，其中最直接的影响是重子数密度 Ω_b。高的数值会导致产生过多的 Li，而低的数值又导致产生过多的 D。由于测量数据的不确定性，一般认为将 Ω_b 的取值范围宽一些，例如

$$0.005 < \Omega_b h^2 < 0.026 \tag{4.41}$$

对应的

$$2 < \eta_{10} < 6.5 \tag{4.42}$$

更确切的数值留待今后确定。

§4.4 Gunn-Peterson 检测

由 Lyα 线丛探测到的都是宇宙中成团性的氢云，由于 Lyα 跃迁的散射截面很大，应该能探测到星系际间均匀分布的中性氢产生的吸收。这一想法在当时引起几位天文学家注意，冈(Gunn)和皮特森(Peterson)于 1965 年首先观测到，因此被称为 Gunn-Peterson 检测(Gunn-Peterson test)或效应，同时独立提出的还有什伊尔(Scheuer)以及概念上相差不多的什克洛夫斯基(Shklovsky，1964)。

Gunn-Peterson 检测的原理十分简明，由于氢的 Lyα 吸收系数，即其跃迁的散射截面非常大，那么在宇宙中分布的大量的星系际中性氢会对穿过它的光产生吸收和再辐射，从而减弱其辐射强度。这样，类星体的 Lyα 短波一侧的连续谱就会被减弱。因此，观测到 Gunn-Peterson 效应的前提条件必须是具备 $Z>2$ 的类星体，由于红移效应使其短于 Lyα 的连续谱，能够至少在紫外波段观测到。

对于 Lyα 跃迁，其光致激发的吸收系数可以写为

$$\sigma(\lambda)\mathrm{d}\lambda=\frac{\pi e^2}{m_e c}\frac{f\lambda_0^2}{c}\delta(\lambda-\lambda_0)\mathrm{d}\lambda \tag{4.43}$$

其中 $\lambda_0=1216$ Å 是 Lyα 的中心波长，$f=0.416$ 是其振子强度，m_e 为电子质量，c 为光速，该式写为 δ 函数形式。在 Lyα 短波一侧任意 λ 处，由红移 Z 处的氢原子吸收，其波长位移为

$$\lambda=\lambda_0(1+Z) \tag{4.44}$$

因此，在 λ 处的光学厚度的贡献为

$$\mathrm{d}\tau(\lambda)=n(Z)\sigma\left(\frac{\lambda}{1+Z}\right)\mathrm{d}\lambda=n(Z)\sigma\left(\frac{\lambda}{1+Z}\right)c\,\mathrm{d}t \tag{4.45}$$

其中 $n(Z)$ 是红移 Z 处的氢原子密度，积分所有从观测者到类星体红移之间的吸收，便得到 λ 处的光学厚度

$$\tau(\lambda)=\int_0^Z n(Z)\sigma\left(\frac{\lambda}{1+Z}\right)c\,\frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}Z}\mathrm{d}Z \tag{4.46}$$

代入我们曾经讨论过的回顾时间的关系

$$\frac{\mathrm{d}t}{\mathrm{d}Z}=\frac{1}{H_0(1+Z)^2(1+2q_0 Z)^{1/2}} \tag{4.47}$$

以及 $\sigma(\lambda)$ 的表达式(4.43)

$$\tau(\lambda)=\frac{\pi e^2 f\lambda_0^2}{m_e c}\int_0^Z \frac{cn(Z)}{H_0(1+Z)^2(1+2q_0 Z)^{1/2}}\delta\left(\frac{\lambda}{1+Z}-\lambda_0\right)\mathrm{d}Z \tag{4.48}$$

δ 函数在引入变数 $x=\lambda/(1+Z)$ 后，其积分结果为 $(1+Z)/\lambda_0$，因此，上式给出

$$\tau(\lambda)=\frac{\pi e^2 f\lambda_0}{m_e c}\frac{n(Z)}{H_0(1+Z)^2(1+2q_0 Z)^{1/2}} \tag{4.49}$$

或者

$$\tau(\lambda)=4.14\times10^{10}\frac{n(Z)}{H_0(1+Z)^2(1+2q_0 Z)^{1/2}} \tag{4.50}$$

这样的光学厚度吸收造成的 Lyα 线丛区连续谱的减弱虽然从理论上很容易理解，但在实际观测中却不是很容易都被探测到。宇宙中的中性氢的平均数密度很低，例如在 $Z=3$ 的距离上，如果要求 $\tau(\lambda)=0.1$，从式(4.50)给出的中性氢数密度只有 $n(3)=10^{-5}\,\mathrm{cm}^{-3}$ 左右。事实上，宇宙中弥散的中性氢的数量的确很少，或者大部分是被电离了。其次，在该连续区的其他吸收也影响了对 Gunn-Peterson 效应的判定。所以，自从该方法提出之后，观测到的事例并不多。

图 4.5 是类星体 OQ172 及其短波区的光谱，其红移 $Z=3.544$，这是由空间望远镜(HST)的暗弱天体光谱仪拍摄的，可以看到许多 Lyα 线丛，但没有明显的连续谱的减弱。

原则上，Gunn-Peterson 检测也适用于 MgⅡλ2798，2802 Å 吸收线，以及氦的中性线 HeⅠλ584 Å 和电离线 HeⅡλ304 Å，在 OQ172 的光谱中也没有看出 λ584 Å 短波的连续谱的减弱。

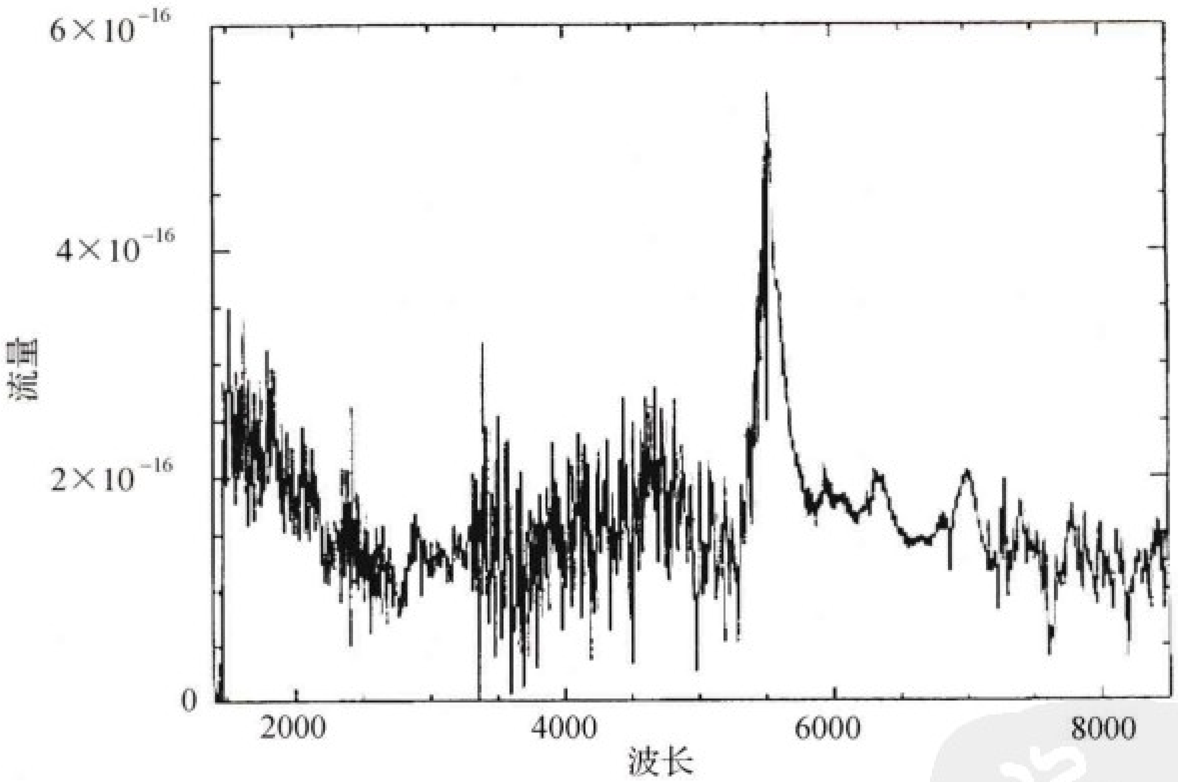


图 4.5　OQ172 的光谱，$Z=3.544$，由 HST 观测的结果

§4.5　暗　物　质

最早发现暗物质是从观测银河系的旋转运动开始的。银河系中观测到的天体的质量与根据动力学计算出来的质量不符，前者显著不足。这些没有观测到

的物质便称之为暗物质或不可视物质，有时也称为短缺质量。

1922 年，卡普坦（Kapteyn）首先提出银河系的模型，他指出，若采用更精确的观测方法，会发现更多的可视物质和不可视物质。

1933 年，奥尔特（Oort）给出了银河系盘面内可视物质和不可视物质的总量的“奥尔特极限”，其中大部分是不可视的。

1933 年，兹维基（Zwicky）系统地测量了星系团成员的质量。他根据星系的质光关系得到其光度质量，再根据运动速度得到维里质量，结果发现，光度质量与维里质量相差悬殊。对室女座星系团相差 200 倍，而对后发座星系团更相差 400 倍。绝大部分的物质都是看不到的，随着观测技术的提高，发现了更多的暗弱星系，兹维基的结果有了很大的改进，但是，仍相差 10 倍左右。

对于一个星系来说，可以通过星系的转动曲线来确定其动力学质量。若恒星绕星系中心的运动服从开普勒定律，则一颗质量为 m_s，距中心 R 的恒星，其运动方程应为

$$\frac{Gm_sM_G}{R^2}=\frac{m_sV^2}{R} \tag{4.51}$$

M_G 是星系中心的质量，由上式可得出恒星的绕转速度 V 满足

$$V\propto\sqrt{\frac{1}{R}}$$

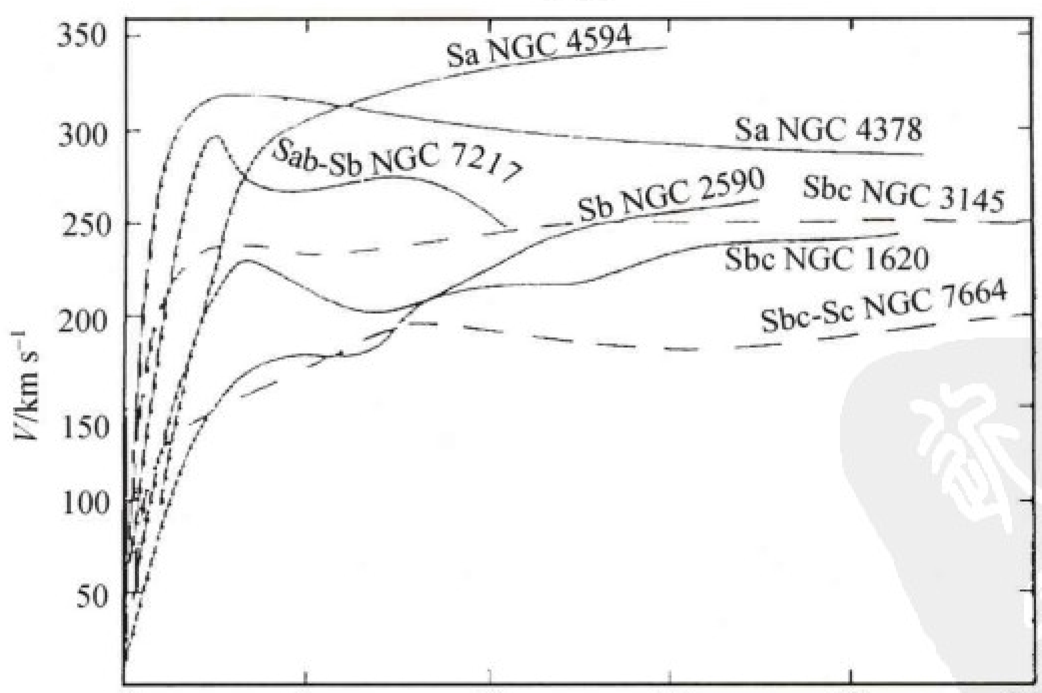


图 4.6　7 个旋涡星系的自转速度曲线，横坐标是到中心的距离 R，纵坐标是自转速度 $V(R)$

实际测量结果如图 4.6 所示，这是对 7 个旋涡星系的自转速度测量曲线。在靠近星系中心部分，恒星的运动并不服从开普勒运动，而是接近刚体运动。而到了星系的主要发光区之外，星系的转动曲线十分反常，几乎与距离无关。这一结果的唯一解释是星系存在着一个基本不发光的暗晕，晕中存在着大量的暗物质。进一步观测表明，这是一些不发光或发光微弱的气体云或尘埃。但是，仍有大量的暗物质是无法探测到的。

估计暗物质数量的一个重要手段是通过质光比的测定。通常以太阳为标准来定义质光比，$(M/L)_{\odot}=1$。如果以银河系为例，在太阳位置 $R_{\odot}$ 之内，大约具有质量 $1.5\times10^{11}M_{\odot}$，$M/L=10$；而在 $2R_{\odot}$ 之内，质量约为 $3.5\times10^{11}M_{\odot}$，但 $M/L\approx15\sim20$。到了 10 $R_{\odot}$ 处，即大约 100kpc，总质量达到 $10^{12}M_{\odot}$，而 $M/L\geqslant30$。另一个离我们最近的旋涡星系 M31，测量到 $R=18$kpc，其 $M=3\times10^{11}M_{\odot}$，而 $M/L=17$。因此仅就旋涡星系的盘状部分而言，已经包括了大量的暗物质，据估计，暗物质应该占到 1/2 以上。

对于椭圆星系，利用自转曲线方法确定质量不再十分有效，更直接的方法是观测其热气体的 X 射线辐射，由 X 射线辐射温度估计出的暗物质的数量和旋涡星系差不多，其 $M/L\approx10\sim20$。

作为单个星系，暗物质比例最高的属于一些矮星系，尤其是一些不规则的矮星系，其暗物质成分远高于其他类型的星系。

对于星系团，除去按位力定理确定的位力质量远超过可视质量外，ROSAT 的 X 射线观测表明，星系团中充满了热气体，其暗物质成分至少在可视物质的 10 倍以上。一些星系团，如室女团和后发团，其 $M/L\geqslant100$，个别星系团的质光比能够达到 1000。

在讨论星系中的暗物质时，一个重要的概念是所谓星族Ⅲ。星族Ⅲ一般是指处于星系晕中的天体，是在星系形成之前便存在的云状物，其中一部分可能形成普通的恒星或球状星团。有一种看法认为，云状物会由于塌缩直接形成黑洞，甚至是大质量的黑洞。大质量的黑洞也可以是由质量达到 $100M_{\odot}$ 的大质量恒星演化形成，超大质量的恒星 $M=10^5M_{\odot}$ 可以演化为超大质量的黑洞，其演化时标只有 10^4 a 左右。

英国著名理论天体物理学家瑞斯(Rees)认为，星族Ⅲ会一直保持着气体云的状态，是 Lyα 云的来源。虽然星族Ⅲ的物理状态和演化过程目前还不确切，但其主要成分是暗物质却是一致的，其总质量的大小可能相当于星族Ⅰ和星族Ⅱ之和。

一种特殊的暗物质天体是引力透镜体。引力透镜现象是由类星体的双像发

现的，后来又发现微引力透镜。引力透镜体的质量范围为 $10^{-7}M_\odot \sim 10^{12}M_\odot$，原则上，任何一种有质量的天体都可以看做引力透镜体，但实际上，引力透镜体可能主要来自星族Ⅲ天体，因为这些天体应该是致密的、球对称的暗天体，容易造成引力透镜效应。

若把宇宙物质按核子物质和非核子物质划分，则非核子物质中除光子外都属于暗物质。对于核子物质部分，可视物质对物质密度 Ω_m 的贡献大约为 0.002。若取 $\Omega_b=0.01$，则在核子物质中，80％都是暗物质状态。

若按宇宙继续膨胀下去的理论，认为现今宇宙处于平直时空状态，也就是说，要求密度常数 $\Omega_0=1$。如果真是这样的话，则宇宙中不仅以暗物质为主，且主要成分应该是非核子物质。

§4.6　星际介质

在一个星系中，除去恒星以外，还存在着大量的星际介质，主要由气体和尘埃两部分组成。有关星际介质的研究，主要集中在银河系。

最早发现星际尘埃的存在是由于发现了星际消光现象。1930 年，瑞士天文学家特里普勒(Trumpler)在研究球状星团的空间分布时发现了一个奇怪的现象，根据星团中亮星的视星等 m 和由光谱型估计出的绝对星等 M 可以得到星团的距离 r

$$m-M=5\lg r-5 \tag{4.52}$$

再根据星团的视角直径 d 便可以得到其线直径 D：

$$D=r\sin d \tag{4.53}$$

结果发现，远距离的星团尺度都系统地比近距离的大，这是难以置信的，显然是远处星团的距离人为地估计高了，而且距离越远，偏差越大。特里普勒意识到，造成这种现象的原因是由于银河系中存在着不透明的物质，引起星际消光，使得视星等变暗，改正的方法是在式(4.52)中加上消光改正因子 A，

$$m-M=5\lg r-5+A \tag{4.54}$$

式中的 A 称为总消光，一般可写为

$$A=ar \tag{4.55}$$

a 是单位长度的消光改正，它和观测的方向有关，在银道面上，$a\approx 2^{\mathrm{m}}.0/\mathrm{kpc}$。消

光因子的大小和观测的波长有着密切的关系，波长越短，消光越严重，图 4.7 是消光和波长之间的实际关系。从光学到更长的波段，消光现象满足所谓 1/λ 规律，即和 1/λ 成正比。图中在 2200 Å 处有一个消光隆起，这是由于星际中的碳颗粒引起的，其直径在 500 Å 以下。后来发现，有机分子 $C_3H_3N_2$ 也能在该波段引起吸收。

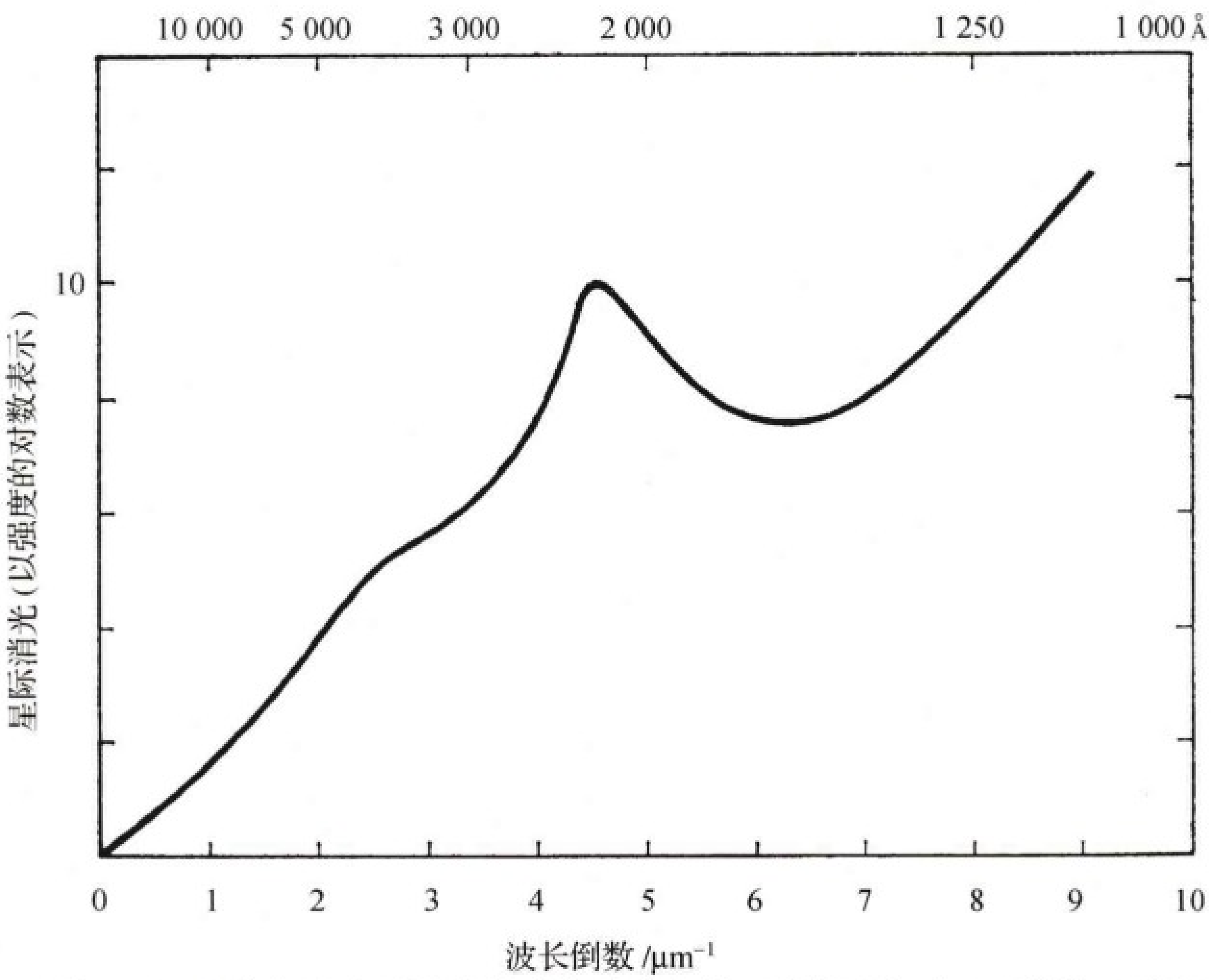


图 4.7　星光在通过星际尘埃时的消光曲线。消光强度明显地依赖于波长

主要由星际尘埃组成的暗云大都分布在星系的旋臂上，尤其是靠近内侧部分。如果尘埃云附近有亮星存在，则反射亮星的光，有可能变成亮的反射星云，目前已经发现 500 多个这样的反射星云。

星际尘埃的组成成分可能是一些复杂的混合物。主要是硅酸盐粒子和水冰微粒，以及上面提到的碳粒子或有机分子。尘埃的温度一般都比较低，只有 10～20 K。尘埃物质吸收附近恒星的光，然后再辐射出去，其相应的峰值波长在 150～300 μm。如果靠近热星，有时温度会达到 100～600 K，峰值波长移到 5～30 μm。因此，都必须在红外波段进行观测。

星际介质中数量最大的是星际气体，它比尘埃的总量要多出 100 倍左右。但由于星际气体不引起星际消光，所以观测起来比星际尘埃要困难一些。在光

学波段，主要靠星际气体产生的吸收线；在射电波段，中性氢的 21 cm 谱线是一个重要手段。星际气体的化学组成和天体的化学组成大体一样，目前已经发现从氢到锌的 30 种化学元素，氢的含量约占 70%，而重元素的含量比恒星中少很多。

中性氢的观测在星际气体的研究中占有重要的地位。最强的星际气体吸收线是氢的 Lyα。由于 Lyα 的波长为 1216 Å，直到 1967 年才首次在火箭上进行了观测。由 Lyα 吸收线得出的在太阳附近 1kpc 范围内，平均氢原子的密度为 0.7 个原子/cm^3。

探测星际氢的另一个重要手段是利用 21 cm 射电谱线。在氢原子中，电子的自旋取向可以与原子核的自旋是平行的，也可以是反平行的，这两个状态的能级差对应于 1420.4 MHz 或 21.049 cm。1944 年，奥尔特的学生赫尔斯特(H. C. van de Hulst)在其博士论文中预言了这条谱线，作为老师的奥尔特和穆勒(Muller)一起探测赫尔斯特预言的谱线，一直到 1951 年才成功地探测到。在此之前不到两周，埃温(H. L. Ewen)和泊塞尔(Purcell)也曾探测到同样的谱线。21 cm 谱线一经发现，立即成为研究星际气体、银河系结构和河外星系的重要手段。

当氢云周围有炽热的 O 型或 B 型星时，中性氢会被电离，从而形成电离氢的星云 HⅡ区。在 HⅡ区，有着很强的 Hα 发射线，这是电离氢俘获电子时形成的，还有一条电离氧的禁线[OⅢ]5007 Å，这是由于 HⅡ区的气体十分稀薄而形成的。

星际分子 星际分子的发现在星际介质研究中占有重要的地位。在已经发现的星云中，往往是气体星云和尘埃星云混合在一起，或者彼此靠近。进一步观测发现，在这些星云中还存在着许多分子云或分子气体。最早发现的是双原子分子甲醛(CH)、甲醛离子(CH^+)和氰基(CN)，在恒星光谱中发现了这些分子的星际吸收线。分子谱线的波长大都落在射电波段，且集中在毫米波。在星际分子中，氢分子是最简单的分子之一，但是氢分子没有明显的光学或射电谱线，所以一直到 1970 年才通过火箭观测予以证实。后来发现，氢分子的数量并不比氢原子少，其总量大体相当，只是氢分子往往集中在稠密的气体云中，而氢原子则均匀地分布。表 4.2 列出了星际气体和星际尘埃的主要物理特性和研究方法。

表 4.2　星际气体和尘埃的物理特性

物理性质	气体	尘埃
质量比	10%	0.1%
组成	HⅠ,HⅡ,H_2(70%) He (28%) C,N,Ne,Na,Mg,Al,Si,S…(2%)	固体粒子 d=0.1～1 m 冰状,硅,石墨混合物
粒子数密度	$1 cm^{-3}$	$10^{-13} cm^{-3} = 100 km^{-3}$
质量密度	$10^{-21} kg\ m^{-3}$	$10^{-23} kg\ m^{-3}$
温度	100K,104K,50K (HⅠ,HⅡ,H_2)	10～20K
测量手段	恒星光谱吸收线 光学波段: CaⅠ,CaⅡ,NaⅠ,KⅠ, TiⅡ,FeⅠ,CN,CH,CH^+ 紫外波段:H_2,CO,HD 射电波段:氢 21 cm 发射和吸收线; HⅡ,HeⅡ,CⅡ复合线; 分子发射和吸收线	吸收和散射星光 星际红化 星际偏振 红外热辐射

已经发现的星际分子达 130 种以上,在这些星际分子中,有一类特别引起科学家的兴趣,这便是星际有机分子。目前已发现的最复杂的有机分子是由 13 个原子组成的 $HC_{11}N$,称为氰基癸五炔。由于有机分子的起源和宇宙间生命的起源有着密切的联系,因此格外引人注意。但是,目前这方面的理论研究仍然处于探索阶段,提出的一些假设也有待证实。

随着观测精度的提高,同位素的测定成为可能。测定同位素主要是通过测定一些星际分子的含量,如$^{12}C/^{13}C$ 是通过测定 H_2CO 和 CO,$^{14}N/^{15}N$ 是通过 HCN 和 NH_3。表 4.3 列出了在不同条件下,部分同位素的含量比。

可以看出,前 3 种同位素的比随着银河系中心距离的增加而增加。^{12}C 和^{13}C 可能是不同热核反应的产物,^{12}C 主要来自大质量星的最初的快速的氦合成反应,而^{13}C 来自随后的 CNO 慢速反应,这时^{12}C 已经在前一个反应中产生。这种情形主要出现在红巨星、中等质量星和新星中。因此,C 和 O 的同位素含量比与距离有关,表明具有不同的时标。S 和 Si 则没有明显的变化,不过这些同位素的测量精度也有待提高。

表 4.3　在不同条件下部分同位素的含量比

同位素	银心	4kpc	附近星际介质	太阳系	碳星	一些星系的核心
$(^{12}C/^{13}C)$	～20	53±4	77±7	89	>30	～40
$(^{14}N/^{15}N)$	>600	375±38	450±22	270	>515	…
$(^{16}O/^{18}O)$	250	327±32	560±25	490	320～1260>2700	～200
$(^{18}O/^{17}O)$	3.2±0.2	3.2±0.2	3.2±0.2	5.5	0.6～0.9<1	8
$(^{32}S/^{34}S)$	～22	22	22	22	…	…
$(^{29}Si/^{30}Si)$	1.5	1.5	1.5	1.5	…	…

前苏联天文学家史克洛夫斯基(Shklovski)和美国科学家汤斯(C. Townes)曾预言多种星际分子和它们的波长。汤斯因对星际分子谱线发射机制的开创性研究而获得 1964 年度的诺贝尔物理学奖。

§4.7　Ω_m 的测定和 Ω_Λ

从前面的讨论可以看出，宇宙中的物质成分十分复杂，而且有许多不确定的因素。因此，准确测定 Ω_m 的数值还难以做到。到目前为止，用各种方法给出的结果不完全一致。根据定义，暂不考虑宇宙学常数 Λ 影响的密度常数为

$$\Omega_m = \frac{\rho_0}{\rho_c} \tag{4.56}$$

其中，临界密度值(取 $H_0=100$)

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = \begin{cases} 2.43\times10^{-29}\,\mathrm{g/cm^3} \\ 3.59\times10^{10}M_\odot/\mathrm{Mpc^3} \\ 1.46\ \text{氢原子}/\mathrm{m^3} \end{cases} \tag{4.57}$$

为简单计算，也常取 $\rho_c=2\times10^{-29}\,\mathrm{g/cm^3}$。

测量 Ω_0 的大小，需要把宇宙中所有可能的物质成分加起来。

一、星系和星系团的光度质量

大量地测量星系的质量并不是具体地去测量每一个星系的质量，而是根据星系的光度和质光关系去确定。对于不同类型的星系，有不同的质光关系

M/L。只要测出星系的光度 L,便可以得到星系的质量。星系的光度密度目前可以很好地测定,其结果为

$$L=1.6\pm0.2\times10^{8}\left(\frac{H_0}{100}\right)L_{\odot}\,\mathrm{Mpc}^{-3} \tag{4.58}$$



图 4.8　哈勃空间望远镜拍摄的巨蛇座鹰状星云 M16 的中心区域,柱状星云中的凝聚区充满着大量的星际物质,可能是恒星的诞生地。该照片被称为 20 世纪最精美的十大天文图片之一

由此得出

$$\Omega_0=6\times10^{-4}\left(\frac{M}{L}\right)\left(\frac{H_0}{100}\right)^{-1} \tag{4.59}$$

关键是需要知道星系或星系团的质光关系 M/L。星系的质量一般是通过星系的自转曲线给出,而星系的光度需要知道星系的距离。因此,目前只能测量一定

范围内的 M/L。表 4.4 列出了 M/L 的测量结果，并由此给出了相应的 Ω_0。

表 4.4　星系的 M/L 和由此得出的 Ω_0

系统	M/L	尺度/kpc	Ω_0	
			($H_0=100$)	($H_0=50$)
近距星系	10	10	0.006	0.012
远距星系	50	50	0.03	0.06
双星系	100	100	0.06	0.12
星系群	300	500	0.18	0.36
星系团	500	1000	0.3	0.6
本超星系团	350	20000	0.18	0.36

可以看出，对于星系，Ω_0 的数值不超过 0.1。而对于星系团，则甚至可以达到 0.5 左右。

二、星系团的位力质量

在前面已经提到，利用位力定理可以得到星系团的动力学质量，从而可以得到在该范围内的星系的平均物质密度。由此得到的密度常数值为

$$(\Omega_0)_{\text{大尺度}} \approx 0.2 \sim 0.3 \tag{4.60}$$

对于本超星系团，发现有一个中心，大约在室女座星系团，其星系密度比周围星场高出 2 倍，周围星系受到引力影响有一个朝向中心的运动，从而可以测量引力物质的密度。用这种方法给出的数值同上面的结果一致

$$(\Omega_0)_{\text{本超团}} \approx 0.2 \sim 0.3 \tag{4.61}$$

三、暗物质

由暗物质给出的数值往往很不确切，如前面讨论的，星系中的暗物质数量可能远远超过可视物质，其中还包括所谓造成引力透镜效应的大质量的致密晕天体(massive compact halo object，缩写为 MACHO)。星系际之间的暗物质数量更为不确切，如果仅就星系中的暗物质成分估计，其贡献大概为

$$(\Omega_0)_{\text{暗物质}} \approx 0.10 \sim 0.20 \tag{4.62}$$

四、核合成理论

正如在§4.2中所讨论过的，由式(4.16)给出的

$$\Omega_b = \rho_N/\rho_c \approx 0.003\eta_{10} \sim 0.019\eta_{10} \tag{4.63}$$

分别对应于 $H_0=100$ 和 50，如果取 $\eta_{10}=4$，则重子的贡献为

$$\Omega_b \approx 0.012 \sim 0.076 \tag{4.64}$$

五、其他的测定方法

凡属和物质密度有关的天体物理学参数都可以用来测定 Ω_0。事实上，已经发展了许多方法，主要集中在两方面：一是引力透镜效应，一是星系的空间分布和运动。引力透镜效应除了引力透镜体本身以外，透镜像的角距和引力弧的大小都和 Ω_0 有关。根据星系形成理论，早期宇宙中的物质密度微扰和星系密度的分布应该是相关的。因此，根据大尺度上的星系分布便可以估计 Ω_m 以及它们的相关性。

综上所述，把所有的结果归纳起来，从实测角度给出的密度常数为

$$\Omega_m \approx 0.1 \sim 0.4 \tag{4.65}$$

六、Λ 的影响和 Ω_Λ

宇宙学常数 Λ 曾在第三章中讨论过，是爱因斯坦在其场方程中引入的一个起平衡作用的常数，其作用相当于质量，但其物理意义并不明确。此后，有关 Λ 的研究一直停留在纯理论性的探讨上，物理意义始终有争论，以至于爱因斯坦本人声称“一生中犯的最大错误是引入了 Λ”。因此，在通常的宇宙学讨论中，一律取$\Lambda=0$。

近年来，由于哈勃常数的实测数值偏高，出现了哈勃年龄小于天体实际年龄的严重矛盾。从暴涨宇宙学的观点，认为密度常数应该为1，其概率甚至达到

$$\Omega_0 = \Omega_m + \Omega_\Lambda = 1 \pm 10^{-N} \tag{4.66}$$

其中，$N \geqslant 4$。在这种背景下，$\Lambda \neq 0$的理论重新活跃起来，重新写出方程，在式(3.43)中加入 Λ 项，

$$\left(\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}\right)^2 = \frac{2GM}{R} - Kc^2 + \Lambda\frac{R^2}{3} \tag{4.67}$$

引入物质密度和哈勃常数，我们可以将上式改写为

$$H_0^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho_0 + \frac{\Lambda}{3} - \frac{Kc^2}{R^2} \tag{4.68}$$

如果定义更广泛的物质密度

$$\Omega_m=\frac{8\pi G}{3H_0}\rho_0,\ \Omega_\Lambda=\frac{\Lambda}{3H_0^2},\ \Omega_k=-\frac{Kc^2}{R^2H_0^2} \tag{4.69}$$

则可以得到

$$\Omega_m+\Omega_\Lambda+\Omega_k=1 \tag{4.70}$$

如果取 $K=0$,不难得到

$$\Lambda=3H_0^2(1-\Omega_m) \tag{4.71}$$

我们用 Ω_Λ 表示由 Λ 给出的密度常数

$$\Omega_\Lambda\equiv\frac{\Lambda}{3H_0^2} \tag{4.72}$$

Ω_m 可以写成

$$\Omega_m=2q_0+\frac{2}{3}\frac{\Lambda}{H_0^2}=2q_0+2\Omega_\Lambda \tag{4.73}$$

从上式便不难理解,由于 Ω_m 太小引起的困难可以迎刃而解,只要加入适当的 Ω_Λ 值,换句话说,不管哈勃常数值多大,甚至大到100,也不再出现年龄矛盾了。我们在第二章中已经讨论了当 $\Lambda=0$ 时的哈勃年龄,现在,将 $H=(\dot{R}/R)$ 代入式(4.67),并取 $K=0$,可以得出

$$H^2=\frac{8}{3}\pi G\rho+\frac{\Lambda}{3} \tag{4.74}$$

从上式便不难理解,Λ 的存在实质上是减缓了宇宙的膨胀速率。新的观点认为,如果把 Λ 理解为真空能量的体现,则会加速宇宙的膨胀,也就是增加了宇宙膨胀到现在的年龄。

类似地,如果取现在的 $R=1$,我们从式(4.67)和式(4.69)则可以得到

$$K=\frac{1}{R^2}=\frac{R_0^2H_0^2}{c^2}[(\Omega_m+\Omega_\Lambda)-1] \tag{4.75}$$

在这种情况下,只要 $\Omega_m+\Omega_\Lambda=1$ 就可以达到 $K=0$ 的平直时空状态,满足暴涨宇宙学观点的要求。

现在的问题是,Λ 的物理意义究竟是什么?我们可以类似地构造

$$\rho_\Lambda\equiv\frac{\Lambda c^2}{8\pi G}=-\frac{P_\Lambda}{c^2} \tag{4.76}$$

因此,它相当于真空中的能量密度,而 P_Λ 相当于真空中的压力。从量子力学的角度,也许可以把真空中的能量视为基态。但是,如果认真探讨其物理意义仍然是一个谜。可以回到真空排斥力的概念,根据量子场论,排斥场的质量密度可以

达到$\rho_\Lambda=10^{95}$ kg m^{-3}。如果同现在的$\rho_\Lambda\leqslant10^{-27}$ kg m^{-3}相比，相差了大约10^{120}倍，也许这就是造成宇宙暴涨的原因。此外，从式(4.73)不难看出，当$\Omega_\Lambda>\Omega_m$时，则q_0甚至可以出现负值，我们在下一章还会对这个问题加以讨论。能否从观测的角度验证Λ的存在呢？到目前为止，虽然做了很多努力，但仍然停留在间接验证和理论探讨上。例如，Λ的冷暗物质模型(ΛCDM)被认为与星系的形成与演化过程符合得更好，用引力透镜效应也可以判别Λ的存在和大小。

为了更直观地说明Λ的影响，我们引入图4.9。该图清楚地说明了对应于哈勃常数的不同取值，相应地其他参数的相互影响。图中从左至右的斜线对应于$\Omega_0=1$，黑点区域为冷暗物质模型(CDM)适用的区域，浅色点区是由Ⅰ型超新星测定的区域，各种哈勃年龄都标注在图上。可以看出，要使各种参数都比较满意，必须考虑Ω_Λ的存在。

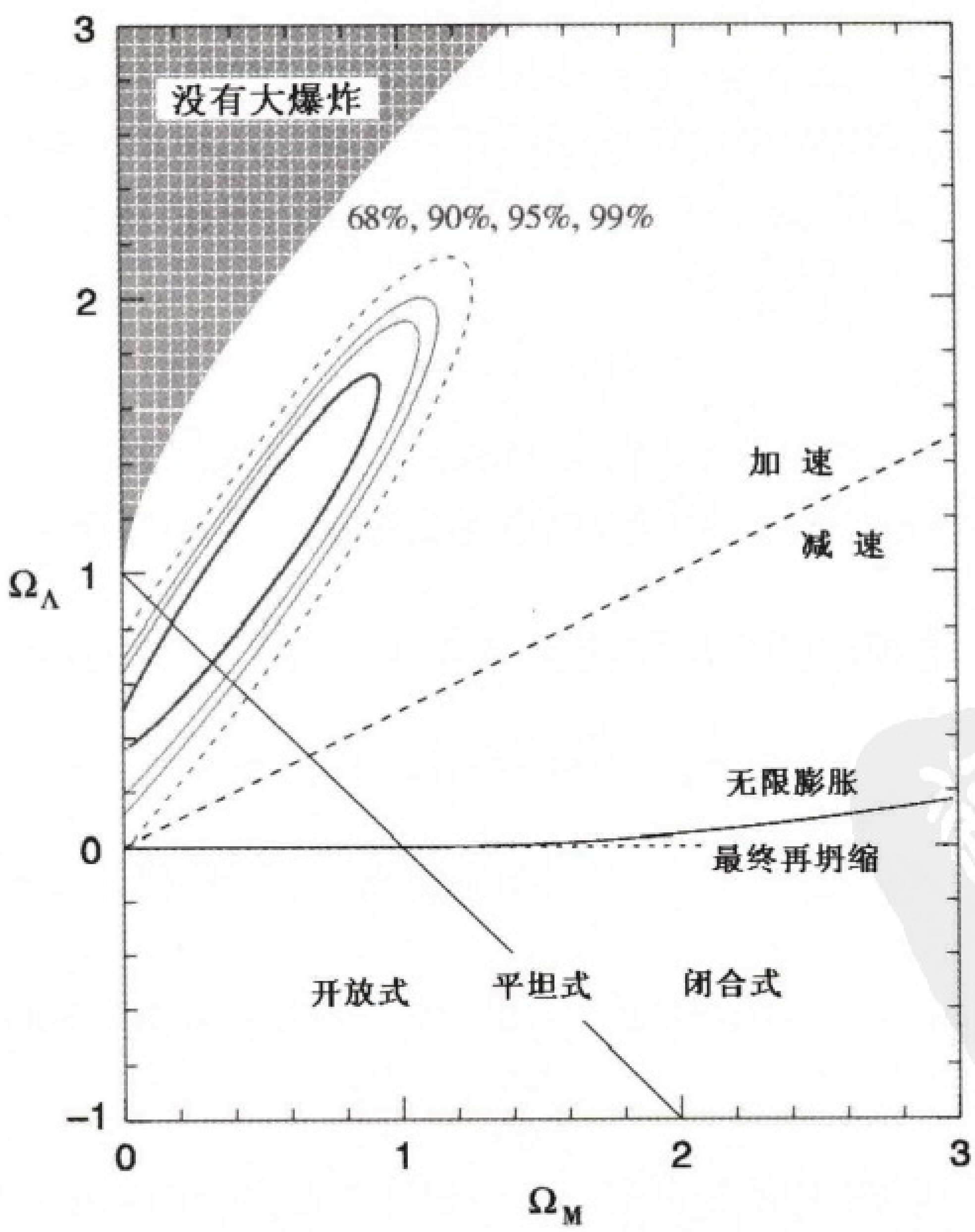


图4.9 以Ω_Λ和Ω_m(物质密度)为参数的哈勃年龄关系图

§4.8　暗　能　量

近半个世纪以来，天体物理一直以令人吃惊的速度往前发展。各种新的发现不仅改变着人类对宇宙的认识，也不断地向已有的物理规律提出挑战。连许多物理学家都认为，21 世纪的天体物理学有可能成为整个物理学的发展重点之一。暗能量的提出，是最好的佐证。

暗能量与暗物质有着密切的联系。我们在前面已经讨论过暗物质，如果按核子物质和非核子物质划分，则非核子物质中除光子外都属于暗物质。暗物质中只有中微子是确切知道的，其余的暗物质粒子都属于不确定的，甚至是猜测的。当然，暗物质也可以泛指看不见的物质，实际上它们是存在的，只是目前的天文观测手段尚无法探测到。

暗能量虽然和暗物质有某些共同的渊源，但其物理本质却截然不同。为什么会提出暗能量的概念呢？原因在于宇宙的年龄出现了矛盾，根据大爆炸理论，宇宙从诞生到现在一直处在不断的膨胀过程中。根据造父变星，I 型超新星等最新的观测结果，哈勃常数的取值为

$$H_0 = 72 \pm 8 \tag{4.77}$$

由该哈勃常数得到的哈勃年龄为

$$\frac{1}{H_0} = 14.2 \times 10^9 \text{ a} \tag{4.78}$$

但如果考虑到宇宙模型的空间曲率 $K=0$，这是目前公认的模型，则相应的宇宙年龄还要缩短，应乘以 2/3，即

$$\text{宇宙年龄} = \frac{2}{3}\frac{1}{H_0} = 9.5 \times 10^9 \text{ a} \tag{4.79}$$

该年龄应该是宇宙年龄的上限。另一方面，我们在前面曾讨论过测定宇宙年龄的各种方面，如放射性元素半衰期，恒星演化，球状星团赫罗图等。其中，球状星团的年龄范围应在 110～160 亿年，显然，这与宇宙的膨胀年龄是相矛盾的。虽然球状星团的年龄测定不是十分准确，但与膨胀宇宙的年龄相差这么多也是不可思议的。

延长宇宙年龄的方法只能是减缓宇宙的膨胀速度，也就是说，在宇宙的早期膨胀过程中，不再遵循哈勃定律，而是在减速膨胀，从而延长了宇宙的寿命。解

决早期宇宙减速膨胀的唯一办法是认为宇宙中存在着暗能量。

理论上，暗能量的概念可以和宇宙学常数 Λ 关联在一起。我们曾给出含 Λ 的爱因斯坦方程，并得到 R 的动力学方程(4.67)，

$$\left(\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}\right)^2=\frac{2GM}{R}-Kc^2+\Lambda\frac{R^2}{3} \tag{4.80}$$

考虑到

$$M=\frac{4}{3}\pi R^3\rho \tag{4.81}$$

上式可以写为

$$\left(\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}t}\right)^2=\frac{8}{3}\pi GR^2\rho-Kc^2+\Lambda\frac{R^2}{3} \tag{4.82}$$

如果考虑到压力项 P 的存在，则也可以写为

$$\frac{\mathrm{d}^2R}{\mathrm{d}t^2}=-\frac{4\pi GR}{3}\left(\rho+\frac{3P}{c^2}\right)+\frac{1}{3}\Lambda R \tag{4.83}$$

上式和式(4.82)都是由爱因斯坦方程得到的两个基本动力学方程。从上式可以看出，Λ 的作用不是使宇宙减速膨胀，而是使宇宙加速膨胀。

我们在讨论 Λ 的物理性质时已经指出，可以构造一个真空中的密度参数

$$\Omega_\Lambda=\frac{\Lambda}{3H_0^2} \tag{4.84}$$

相应的能量密度为

$$\rho_\Lambda=\frac{\Lambda}{8\pi G} \tag{4.85}$$

我们不妨就把 ρ_Λ 视为真空中的暗能量密度。

在 4.83 式中，如果将 $\left(\rho+\frac{3P}{c^2}\right)$ 看做是宇宙中的物质密度 ρ_m，它包括了全部宇宙中的物质，可视的和不可视的。而将含 Λ 的项代之以暗能量密度，由式 4.83 便可以得到

$$\frac{\mathrm{d}^2R}{\mathrm{d}t^2}=-\frac{4\pi GR}{3}(\rho_m-2\rho_\Lambda) \tag{4.86}$$

上式清楚的表明，ρ_m 使宇宙减速膨胀，ρ_Λ 则使宇宙加速膨胀。

回到我们当初引入暗能量的初衷，是为延长宇宙的年龄。暗能量使宇宙加速膨胀岂不更矛盾了吗？原来，暗能量密度是固定不变的，早期宇宙的物质密度 ρ_m 远大于暗能量密度 ρ_Λ，因此宇宙的膨胀处于减速状态。随着宇宙的膨胀，ρ_m 不断减小，到了一定的时期，宇宙才开始加速。图 4.10 清楚的说明了这一过程。

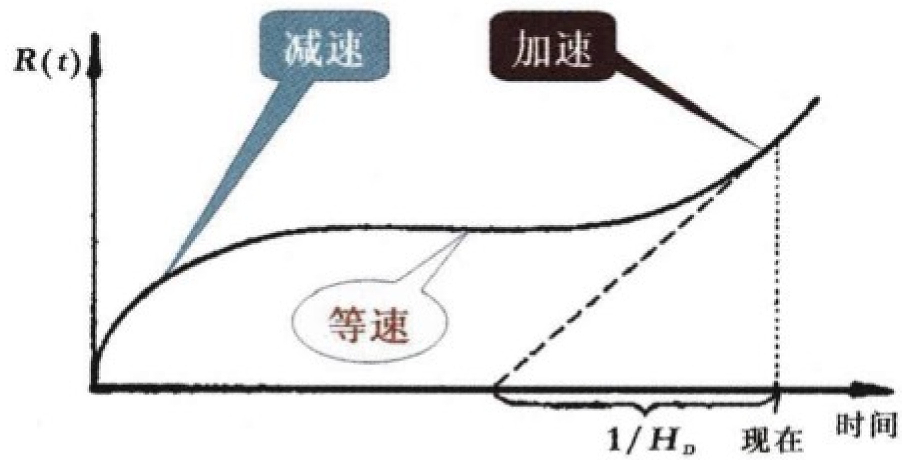


图 4.10　在有暗能量存在下，宇宙的实际膨胀过程

暗能量的作用是一种斥力，根据量子场论，真空排斥场的能量密度可以达到

$$\rho_\Lambda = 10^{90}\,\mathrm{g\,/cm^3}$$

根据 WMAP 的测量，目前的真空能量密度为

$$\rho_\Lambda = 7\times10^{-30}\,\mathrm{g\,/\,cm^3} \tag{4.87}$$

这也就是暗能量的密度。

宇宙中有多少暗能量呢？根据 WMAP 和 I 型超新星的测量，我们的宇宙中居然有 70% 以上是暗能量。具体数值如表 4.5。

表 4.5　宇宙中各种物质的含量

暗能量	73%
暗物质	23%
不可视核子物质	3.7%
可视核子物质	0.4%

而在核子物质，即普通物质中，大部分又是不可视的，真正属于发光的星系和恒星等，只占总量的 0.4%。图 4.11 形象地表示了宇宙中的各种物质成分。

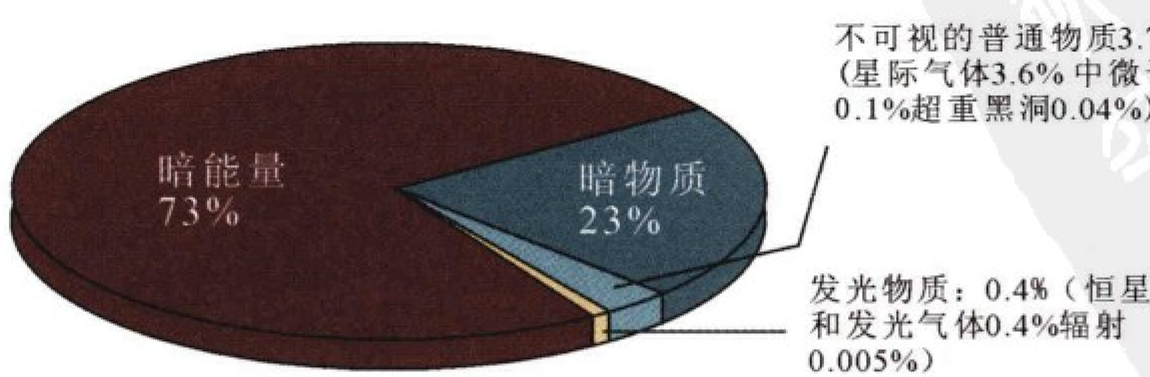


图 4.11　宇宙中的各种物质成分比例

对暗能量的概念虽然已进行了广泛的讨论，但其物理本质目前仍不清楚，已经确定的物理特性有以下几点：

(1) 暗能量是不发射光子的，也不吸收光子。

(2) 暗能量具有负压力。其压力 P 表示为

$$P \sim -\rho_{\Lambda} c^2 \tag{4.88}$$

其中 ρ_{Λ} 是暗能量密度，c 是光速，也就是说，它和普通物质的万有引力性质刚好相反。

(3) 暗能量在宇宙中是均匀分布的，没有明显的成团性，也不与星团或星系成团。

(4) 暗能量存在于真空之中，目前还无法提取，也无法转换。

基于暗能量存在的宇宙模型，已讨论过许多。目前，我们的宇宙倾向于平直式的时空膨胀。

第五章　减速因子 q_0 及其测定

§5.1　空间曲率和减速因子

减速因子 q_0 是观测宇宙学当中的重要物理参量之一，它表示的是宇宙膨胀的加速度量。在非欧空间中，对于一个半径为 R 的球体，它的曲率 K 定义为

$$K=\frac{1}{R^2} \tag{5.1}$$

若将球体比做宇宙，我们可以通过测量一个小球面的周长，或者这个小球面所覆盖的面积来确定 R，进而定出曲率 K。

在宇宙空间中，我们再进一步把空间曲率和减速因子 q_0 联系起来，由式(3.80)有

$$\frac{Kc^2}{R_0^2}=H_0^2(2q_0-1) \tag{5.2}$$

我们知道，宇宙空间的几何性质取决于空间曲率 K，由上式又可以看出，K 的大小又和 q_0 联系在一起，当 $K=0$ 时，$q_0=1/2$；而 $K<0$ 和 $K>0$ 分别对应于 $q_0<1/2$和 $q_0>1/2$。

另一方面，q_0 又和宇宙中的物质密度联系在一起

$$q_0=\frac{1}{2}\Omega_0=\frac{4\pi G}{3H_0^2}\rho_0 \tag{5.3}$$

因此，通过测量宇宙中的物质密度也可以决定 q_0。上述这些概念我们在第三章中都做过讨论，天文学家感兴趣的是如何独立地去测定 q_0。

实际观测中，直接测定 q_0 的主要手段是通过计数河外天体，为此，需要讨论弯曲时空下的距离尺度和体积，并与 q_0 联系在一起，这样，只要计数天体的体密

度便可以得到 q_0。

非欧空间的线元 dl 如式(3.7)给出的

$$dl^2=R^2(t)\left[\frac{dr}{1-Kr^2}+r^2 d\theta^2+r^2\sin^2\theta d\varphi^2\right] \tag{5.4}$$

相应的从 0 到 r 的体积为

$$\begin{aligned} V &= R^3\int_0^r \frac{r^2 dr}{(1-Kr^2)^{1/2}}\int_0^\pi \sin\theta d\theta\int_0^{2\pi} d\varphi \\ &= 4\pi R^3\int_0^r \frac{r^2 dr}{(1-Kr)^{1/2}} \end{aligned} \tag{5.5}$$

为了与减速因子 q_0 联系起来，我们必须引用马丁给出的距离关系，即式(3.65)

$$R_0 r=\frac{c}{H_0 q_0^2(1+Z)}\left\{q_0 Z+(q_0-1)\left[-1+\sqrt{1+2q_0 Z}\right]\right\} \tag{5.6}$$

或者，由式(5.2)，上式还可以写为

$$r=\frac{\sqrt{2q_0-1}}{q_0^2(1+Z)}\{q_0 Z+(q_0-1)[-1+\sqrt{1+2q_0 Z}]\} \tag{5.7}$$

式中 Z 是天体的红移，将上式代入式(5.5)，便可以得出含参量 q_0 和红移值 Z 的空间体积，即

$$V=V(Z,q_0) \tag{5.8}$$

上式无法给出解析解，作为近似情形，当 $K\neq 0$ 时，式(5.8)可以近似表示为

$$V=\frac{4}{3}\pi\left(\frac{cZ}{H_0}\right)^3\left[1-\frac{3}{2}(1+q_0)Z+\cdots\right] \tag{5.9}$$

事实上，式(5.8)和(5.9)便是测定 q_0 的理论基础。正是通过计算一定空间中河外天体的数目分布，与 q_0 参数的理论曲线进行比较去确定 q_0。

§5.2 用红移—视星等关系测定 q_0

最直接的测定 q_0 的方法是利用红移—视星等关系。若天体的绝对光度为 L，则我们接收到的天体的辐射流量 F 应该是

$$F=\frac{L}{4\pi D_L^2} \tag{5.10}$$

式中 D_L 即天体的光度距离，换为视星等和绝对星等的关系，F 对应于视星等 m，L 对应于绝对星等 M，可以写成最一般的视星等和绝对星等关系

$$m-M=5\lg D_L-5 \tag{5.11}$$

对于光度距离，如式(3.58)所示，应该是马丁的距离乘以$(1+Z)$，因此

$$\begin{aligned} D_L &= R_0 r(1+Z) \\ &= \frac{c}{H_0 q_0^2}\left\{q_0 Z+(q_0-1)\left[-1+\sqrt{1+2q_0 Z}\right]\right\} \end{aligned} \tag{5.12}$$

将 D_L 代入式(5.11)，同时注意到

$$m-M=5\lg D_L-5=5\lg\left(\frac{D_L}{10pc}\right) \tag{5.13}$$

则得到

$$m-M=5\lg\left[\frac{c}{H_0}\right]-10\lg q_0+5\lg\left\{q_0 Z+(q_0-1)\left[-1+\sqrt{1+2q_0 Z}\right]\right\}-5 \tag{5.14}$$

对于 Z 值不大于 1 的情况下，式 5.12 可以在 $Z=0$ 展开为级数

$$D_L=\frac{cZ}{H_0}\left[1+\frac{1}{2}(1-q_0)Z+\cdots\right] \tag{5.15}$$

这时代入式(5.11)成为

$$m-M=5\lg\left[\frac{c}{H_0}\right]+5\lg Z+5\lg\left[1+\frac{1}{2}(1-q_0)Z+\cdots\right]-5 \tag{5.16}$$

如果取 $H_0=100h$，上式可以进一步简化为

$$m-M=42.38-5\lg h+5\lg Z-1.086(1-q_0)Z \tag{5.17}$$

上式可以用来直接测定 q_0。以 m 和 Z 为坐标，以 q_0 为参数绘出理论曲线，再与实测曲线比较，便可以定出 q_0 来，图 5.1 便是按式(5.16)绘制的理论曲线。实际测量中，只能测得河外天体的 m 和 Z，绝对星等 M 往往难以确定，这时需要选择具有相同 M 值的一组河外天体，也就是说，需要选取具有所谓“标准烛光”的天体，因此，该方法的使用一直受到限制。

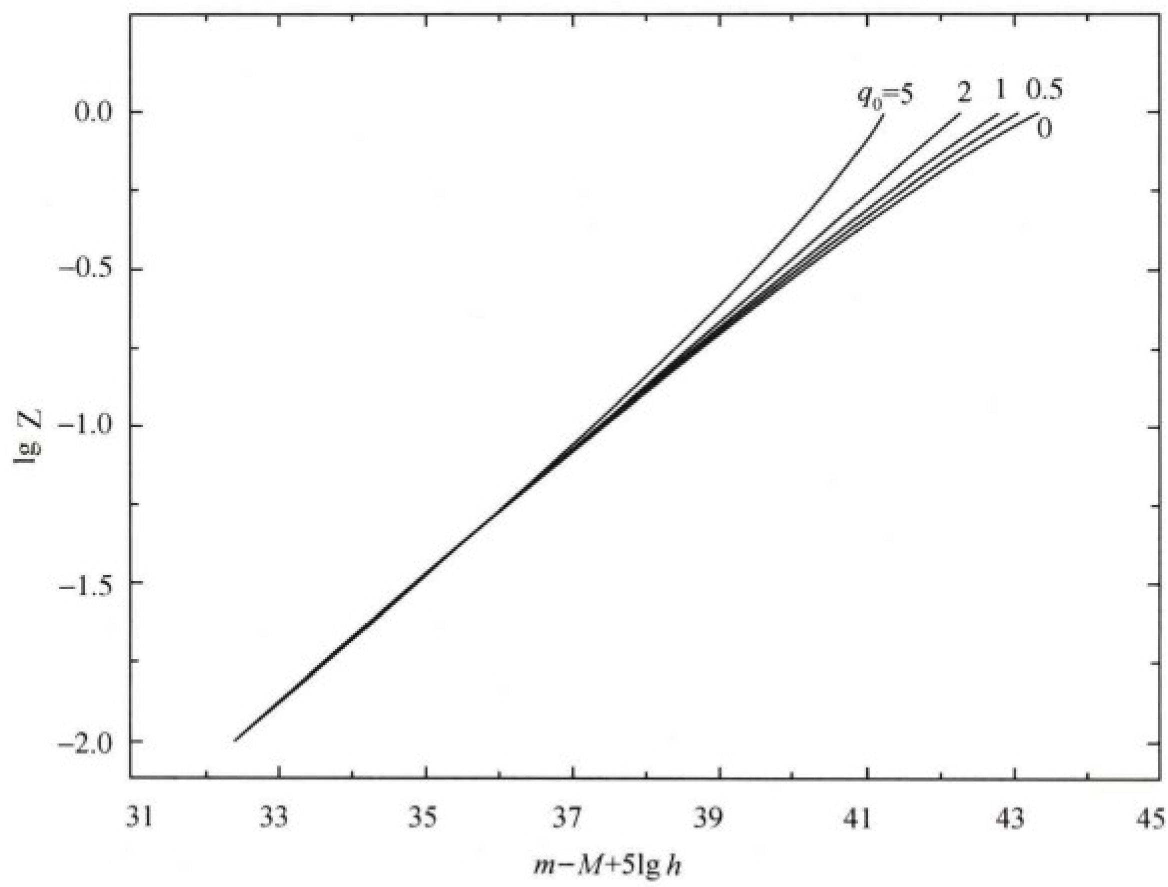


图 5.1　以红移 Z 和星等关系绘出的以 q_0 为参数的理论曲线

§5.3　用星系计数测定 q_0

计数一定体积内的星系数目,假定空间密度是一定的,则数目的大小即代表体积的大小,也就是说,$N(Z,q_0)\propto V(Z,q_0)$,这样,式(5.9)可以写成关于 $N(Z,q_0)$的近似表达式

$$N(Z,q_0)\propto\frac{4}{3}\pi\left(\frac{cZ}{H_0}\right)^3\left[1-\frac{3}{2}(1+q_0)Z+\cdots\right] \tag{5.18}$$

式中 q_0 作为参数来处理,图 5.2 给出的是体积随红移的变化。

图 5.2 中的纵坐标虽然是 V,但如果把体积归一化,和用数目 N 表示是一致的。

上述方法可以称为体积—红移关系方法,在实际应用中,要求星系的计数必须是完备的,也就是在一定的红移空间范围内必须计数每一个星系,并测定出其红移。如果样本不完备,则必须加以订正,例如订正到某一个极限星等是完备的。因此,用这种方法测定 q_0 比较困难。

将 $N(Z,q_0)$转化为 $N(m, q_0)$将更为实用,其中 m 是视星等。由于涉及的

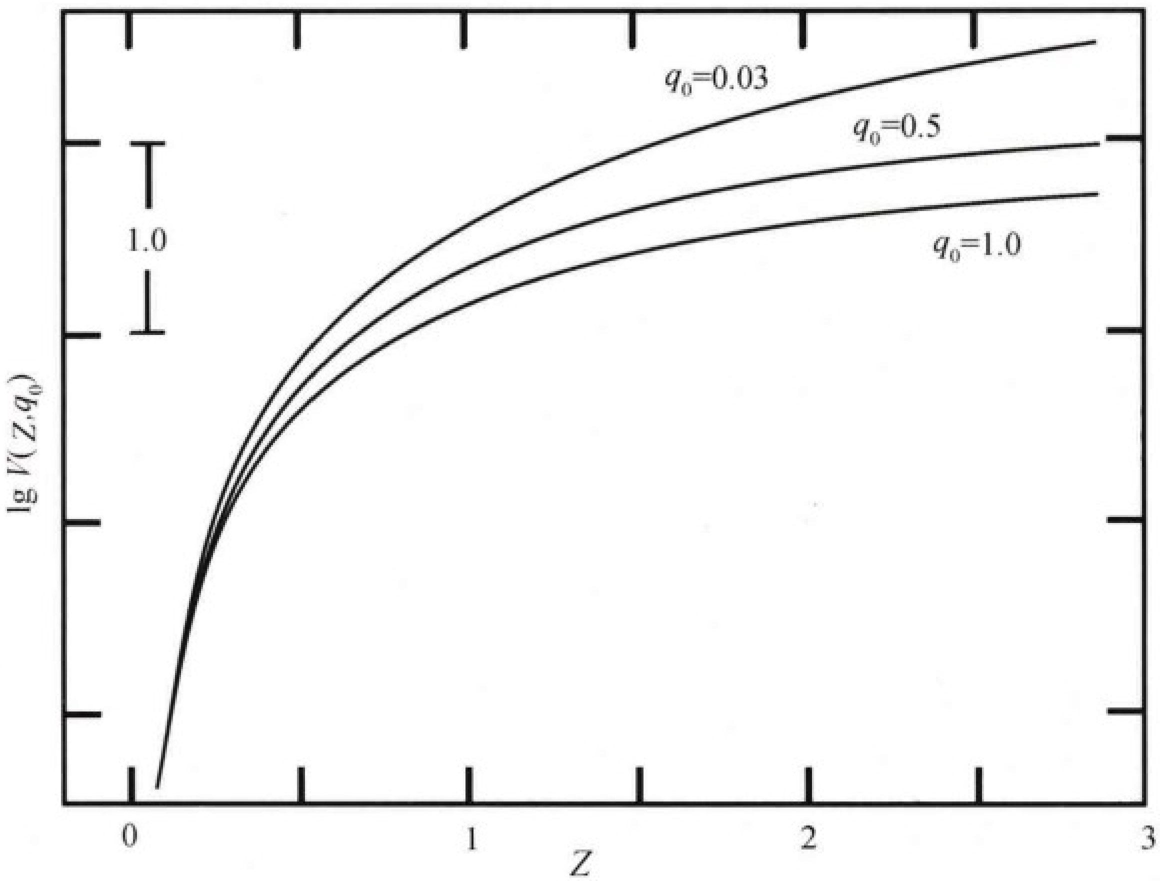


图 5.2　以 q_0 为参数的理论星系计数曲线

观测对象都是遥远的，需要对 m 加以宇宙膨胀的修正和 K 订正。观测者接收到的热辐射流 $f_{热}$ 应该是

$$f_{热}=\frac{F_{热}}{4\pi(R_0r)^2(1+Z)^2} \tag{5.19}$$

其中，$F_{热}$ 是天体的热辐射流。注意到 $f_{热}$ 对应于视星等 $m_{热}$ 和 $F_{热}$ 对应于绝对星等 $M_{热}$，将 R_0r 按马丁公式代入，便可以得到按星等表示的关系

$$m_{热}=M_{热}+5\lg q_0^{-2}\left\{Zq_0+(q_0-1)\left[-1+\sqrt{1+2q_0Z}\right]\right\}+C \tag{5.20}$$

其中

$$C=5\lg c/H_0-5 \tag{5.21}$$

当取 $H_0=50$ 时，常数 $C=43.89$。

所谓 K 订正，是指红移为 Z 的天体，当到达观测者时，由于其谱能量分布整体向红端位移而引起的观测到的星等的订正量，通常表示为

$$K_\lambda(Z)=2.5\lg(1+Z)+2.5\lg\frac{\int_0^\infty s(\lambda)I_0(\lambda)\mathrm{d}\lambda}{\int_0^\infty s(\lambda)I_Z(\lambda)\mathrm{d}\lambda} \tag{5.22}$$

其中第1项是由观测器的有效波带宽度 $\Delta\lambda_0$ 引起的，观测到的 λ_0 实际上红移到 $\lambda_0(1+Z)$；第2项是天体光谱的整体红移引起的，其中 $s(\lambda)$ 是探测器的响应函数曲线；$I_0(\lambda)$ 和 $I_Z(\lambda)$ 分别是红移为0和 Z 的谱分布。由于 K 订正的重要性和普适性，实际工作中对各种类型的星系的 K 订正都已列表给出，而对于像类星体这样的非热谱型的天体，其光谱型订正可以忽略，只考虑第一项的订正就可以了。

还有一项需要考虑的因素是星系光度的演化效应，如果认为星系的光度演化主要取决于超巨星的数目，则根据银河系的统计结果，光度演化可以近似表示为

$$L\propto t^{-4/3} \tag{5.23}$$

对应的星等变化为

$$\Delta m=-2.5\lg t_0/t_Z \tag{5.24}$$

其中 t_0 是现在时。如果取 $t_0=1.5\times10^9$ 年，回顾时间取 $t_Z=10^9$ 年，则得出 $\Delta m\approx0.1$，可见，光度演化的影响并不大。

我们把上述 K 订正和演化效应 $E_\lambda(Z)$ 都考虑进去，式(5.20)便可以写为

$$\begin{aligned} m_\lambda=&M_\lambda-K_\lambda(Z)-E_\lambda(Z)+5\lg q_0^{-2}\{Zq_0+(q_0-1)\\ &\times[-1+(2q_0Z+1)^{1/2}]\}+c \end{aligned} \tag{5.25}$$

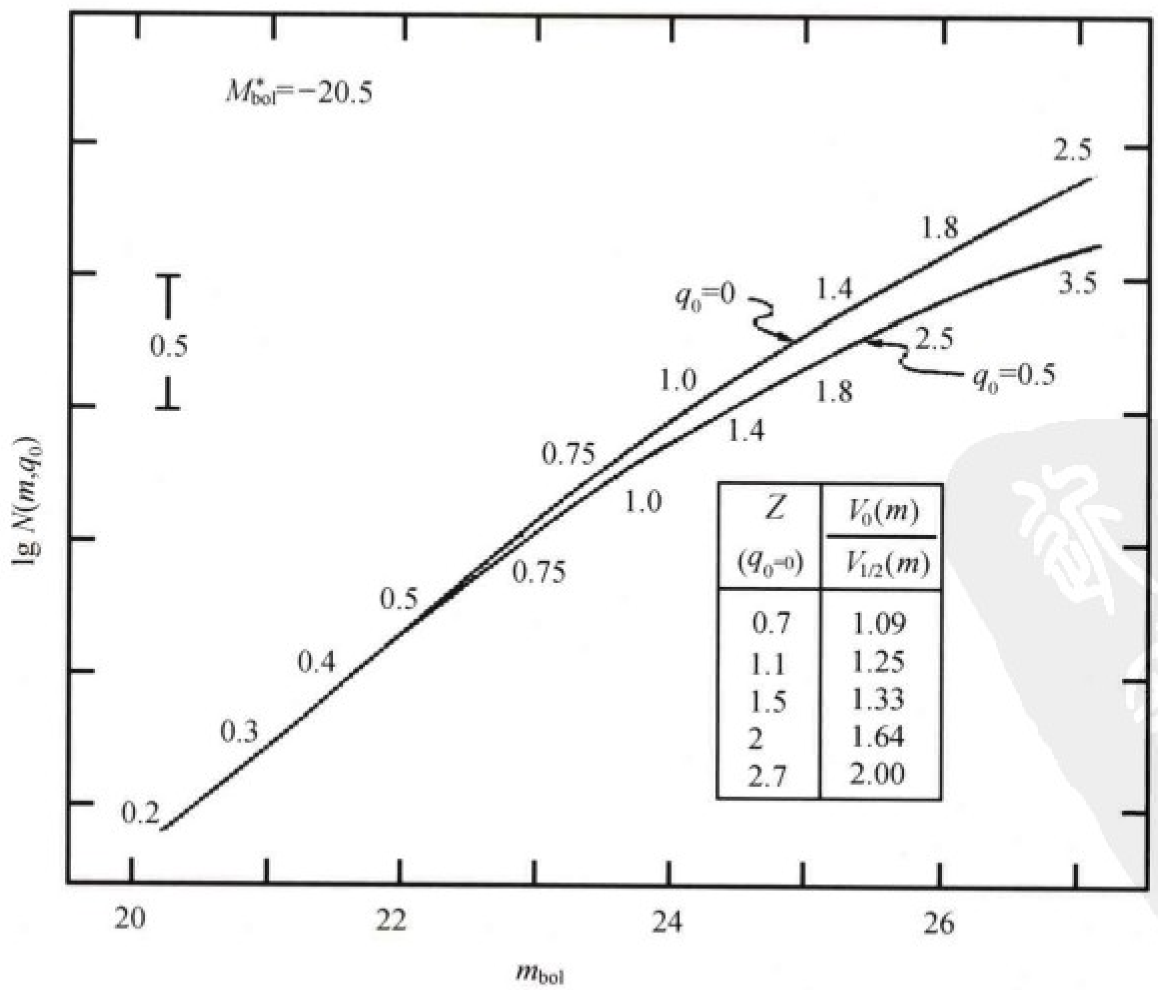


图5.3 按热视星等 $m_{\rm bol}$ 计数的星系数目理论分布曲线

上式也可以看做是经过光度演化效应订正后的哈勃关系，它所反应的实质是宇宙空间的膨胀性质。

实际运作步骤是计数一定空间体积内的星系个数，星系的视星等由式(5.25)计算，以 q_0 为参数，这样便得到 $N(m,\ q_0)$ 对 m 的观测曲线，再与理论的 $N(m,\ q_0)$ 曲线进行比较，便可以定出 q_0 来。图5.3便是理论的 $N(m,\ q_0)$ 曲线图，该图忽略了 K 订正(取 $K_\lambda=0$)，参数 q_0 仅取0和1/2，所有的星系都取 $M_{热}=-20.5$，图中小框内列出了对应于不同的 Z 值，$V_0(m)$ 和 $V_{1/2}(m)$ 的差别。

用星系计数方法去检验空间的性质，也就是对哈勃公式的检验。哈勃本人的工作，得出星系的分布是均匀的，空间是欧氏的，现在看来，哈勃的结论是错误的。

通过计数星系测定 q_0，从理论上是完全可行的，但实际观测的最大困难是无法准确计数远距离的星系。或者说，在一定的绝对星等的限制下，望远镜观测不到视星等 m 太大的星系，而这里正是反应 q_0 取值不同的地方。

图5.4是关于 $m(Z)$ 的哈勃图，它是基于式(5.20)和(5.25)的关系，图中的纵坐标代表视星等 m_v，横坐标代表红移 Z。由图可以看出，观测结果与有演化效应和 $q_0=0$ 的理论曲线比较符合。

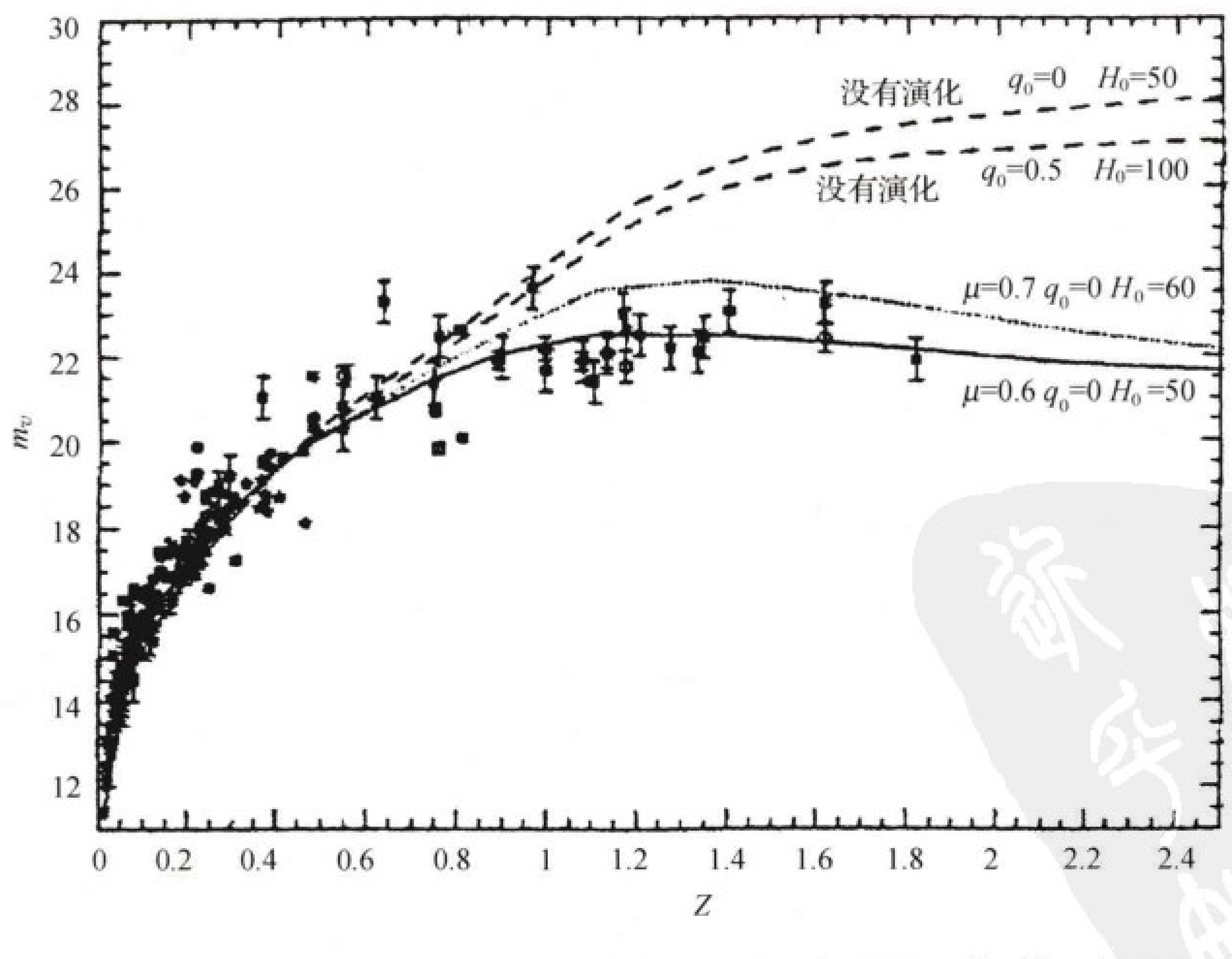


图5.4　由几组观测数据给出的 $m(Z)$ 分布图。纵坐标是视星等，横坐标是红移。4种理论曲线代表有演化和没有演化的各种情形，μ 代表随体积演化的系数，图中观测点数据是由各观测者给出的

§5.4 通过角大小测定 q_0

对于具有标准大小的天体，其角直径显然和距离成反比，这是对于通常的欧氏空间而言。对于具有一定曲率的空间，在近距离上，角直径仍然近似的和距离成反比，但在远距离处，情况会发生改变，其变化和 q_0 有关。这样，通过天体角直径的测定，便可以确定空间的曲率性质。

若星系的固有直径为 D，星系发出的光到观测者运行的距离为 $R_1 r$，则该星系对观测者的张角应为

$$\theta=\frac{D}{R_1 r} \tag{5.26}$$

D 在光传播过程中不应该发生改变。宇宙在膨胀过程中，由 $R_1 r$ 膨胀到 $R_0 r$，由勒梅特方程

$$R_0=R_1(1+Z) \tag{5.27}$$

则

$$\theta=\frac{D(1+Z)}{R_0 r} \tag{5.28}$$

$R_0 r$ 由式(5.6)代入，则

$$\theta=\left(\frac{DH_0}{c}\right)\frac{{q_0}^2(1+Z)^2}{q_0 Z+(q_0-1)[-1+(1+2q_0 Z)^{1/2}]} \tag{5.29}$$

从上式可以看出，只要 $q_0>0$，θ 会出现一个极小值。例如，如果取 $q_0=1/2$，则 $Z=5/4$时，θ 角最小。

我们不妨取两个典型情形：

当 $q_0=0$ 时

$$\theta=\frac{DH_0}{c}\frac{(1+Z)^2}{\left(Z+\frac{Z^2}{2}\right)} \tag{5.30}$$

当 $q_0=1/2$ 时

$$\theta=\frac{DH_0}{2c}\frac{(1+Z)^{3/2}}{(\sqrt{1+Z}-1)} \tag{5.31}$$

图 5.5 是由式(5.29) 给出的关于 θ 的理论分布曲线,利用 θ 角去测定 q_0,对于远距离的天体是最直接的方法。只要由观测给出在不同红移下天体的视角 θ,与该图拟合便可以得到 q_0 值。

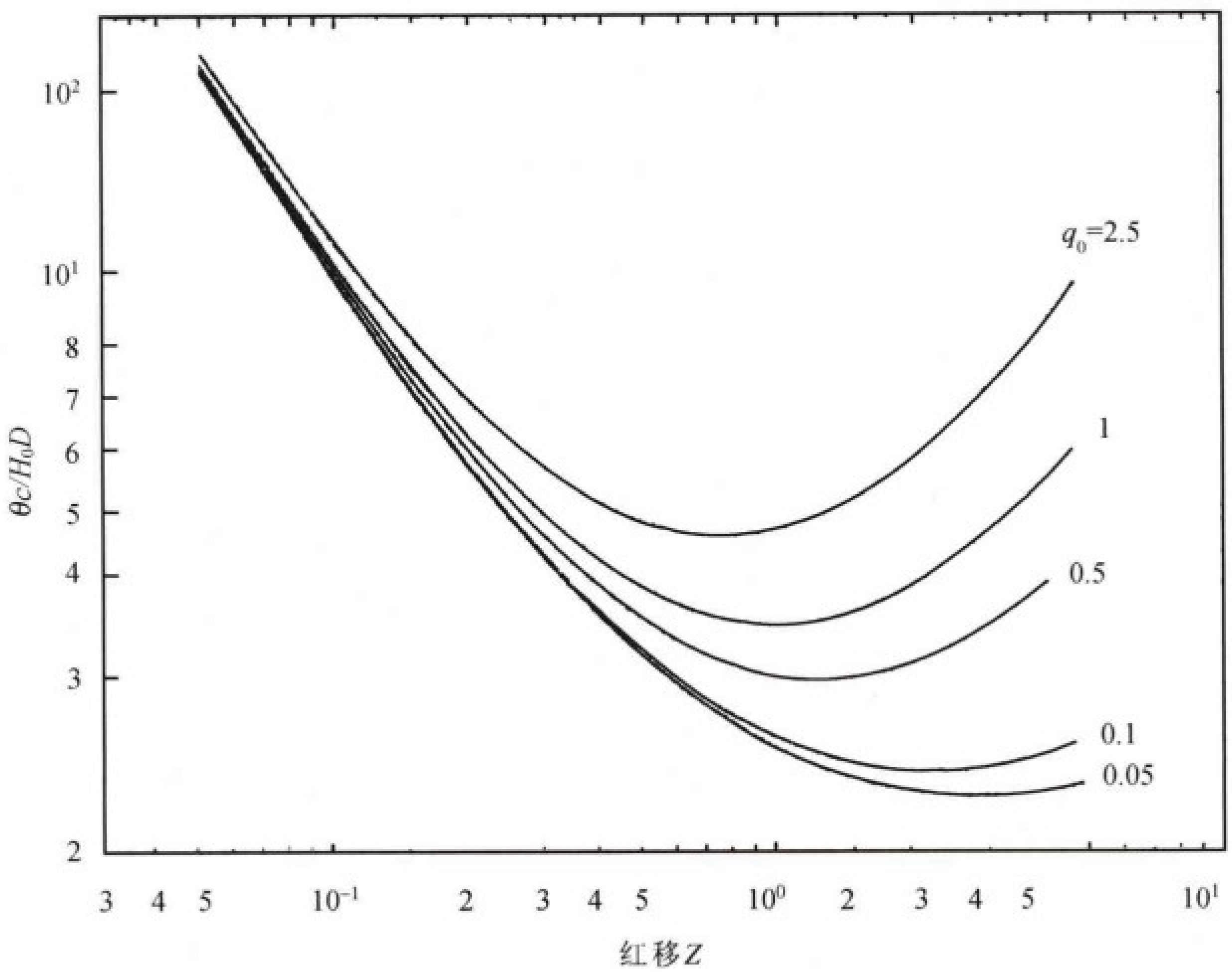


图 5.5　天体角直径随红移分布的理论曲线

实际测量中,远距离天体的观测有很大的困难。图 5.6 是对一批红移 $Z<0.3$的椭圆星系的角直径的测量,结果表明,角直径随红移的变化完全是线性的,即$\theta\propto Z^{-1}$。在这里,假定星系的表面亮度是与红移无关的,从图可以看出,角大小和红移之间的线性关系很好。也就是说,在近距离尺度上,宇宙空间的 q_0 因子性质完全表现不出来。

为了进一步增大观测距离,可以利用射电双源的分离角直径作为标准,看其随红移的变化。图 5.7 是 VLBI 观测的 82 个射电双源,图中虚线是对应于空间完全没有弯曲的状态,实测结果显示,$q_0\approx 1/2$。

利用星系团的大小作为标准直径,进行了同样的测量,但由于观测的距离尺度仍然有限,无法得出 q_0 值的确切大小。

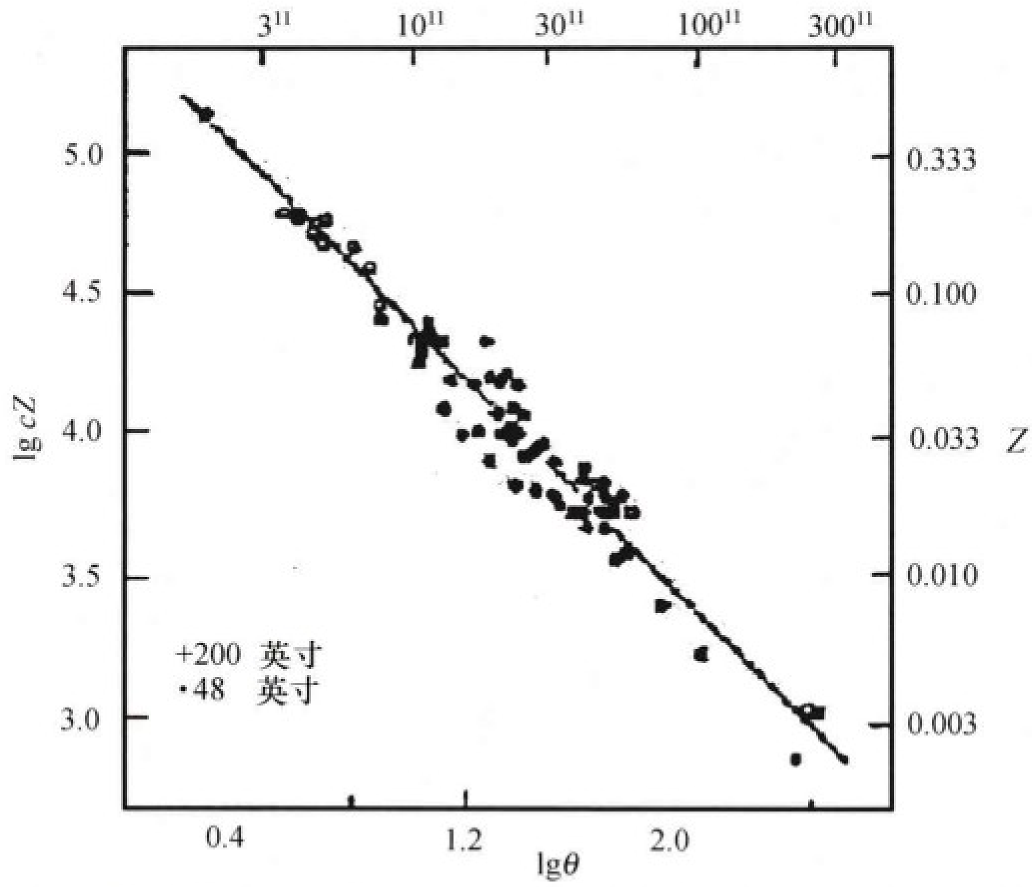


图 5.6　在近距离尺度内($Z<0.3$),天体的角直径完全和距离 cZ 成正比

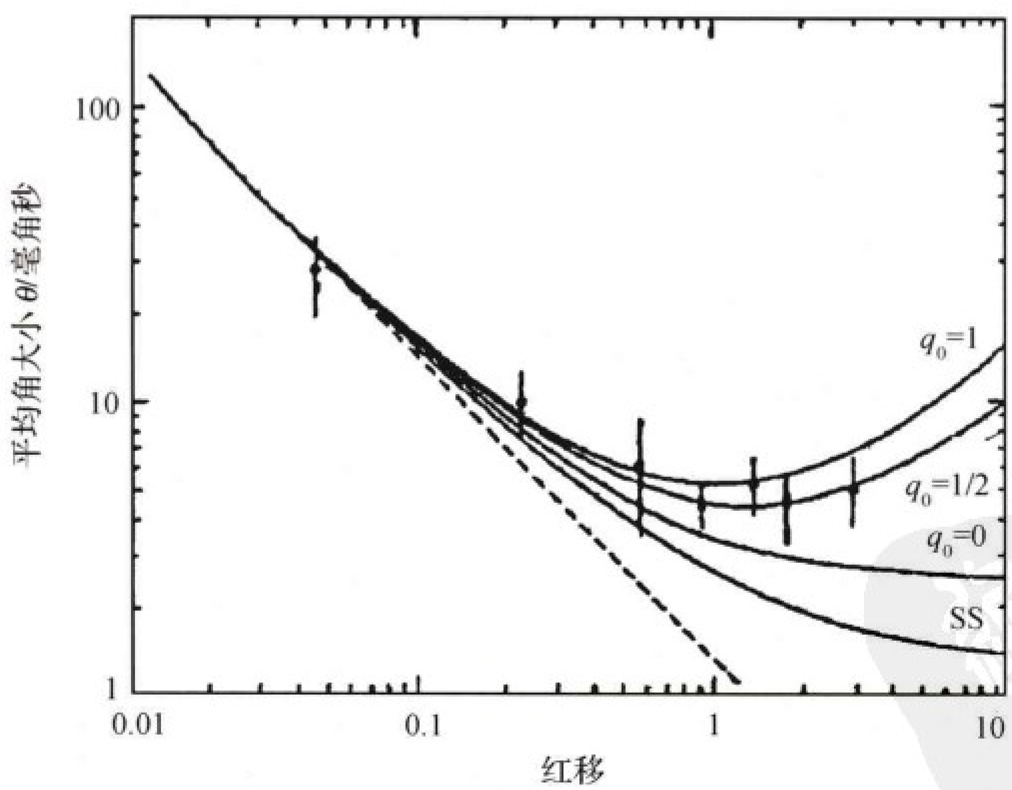


图 5.7　由射电双源测出的角径随红移的变化。其结果表明 $q_0 \approx 1/2$,图中 SS 对应于稳恒态宇宙模型,虚线则是 $\theta \propto Z^{-1}$ 的情形

§5.5　q_0 值能为负吗

测定 q_0 的基本方法在上述两节中已经做了详细讨论，原则上是通过距离—红移关系或角度—红移关系。在实际测量中，由于被观测天体在光度上不具备完全的标准性，即它们的光度并不完全相同，因此测量结果有很大的弥散。对于角度测量，存在着同样的问题，被测天体，包括星系或星系团，其本身的尺度大小也不是完全标准的。这样一来，q_0 值一直无法给出确切的数值，各种测量结果相差甚远，但是，q_0 的取值总是在 1/2 左右。

进入 20 世纪 90 年代，利用 Ia 型超新星测定哈勃关系取得了重要进展。Ia 型超新星在光极大时光度的弥散度非常小，是目前比较理想的标准光源。如果考虑光极大和极大后的衰减规律，还可以将光度弥散度进一步减小。

由于航天技术的不断改进，已经能够批量发现Ia 型超新星，其红移值从 0.01 一直延伸到 0.6。但是，$Z=0.6$ 的红移还不足以区分空间的性质，真正的突破是几个红移接近 1 的超新星的发现。

嘎纳里奇(Garnarich)等人发现的 SN1997Ce，SN1997Cj 和 SN1997Ck，其红移 Z 分别达到 0.44，0.5 和 0.97。佩尔穆特尔(Perlmuter)等人发现的 SN1997ap，$Z=0.83$。最大的成就不仅在于发现了一批高红移的超新星，更重要的一点是，哈勃空间望远镜(HST)在超新星发现后可以立即投入观测，以便可以测出处在遥远星系中的超新星的亮度，从而能够准确地定出超新星的光度，仅靠地面观测是无法做到的。

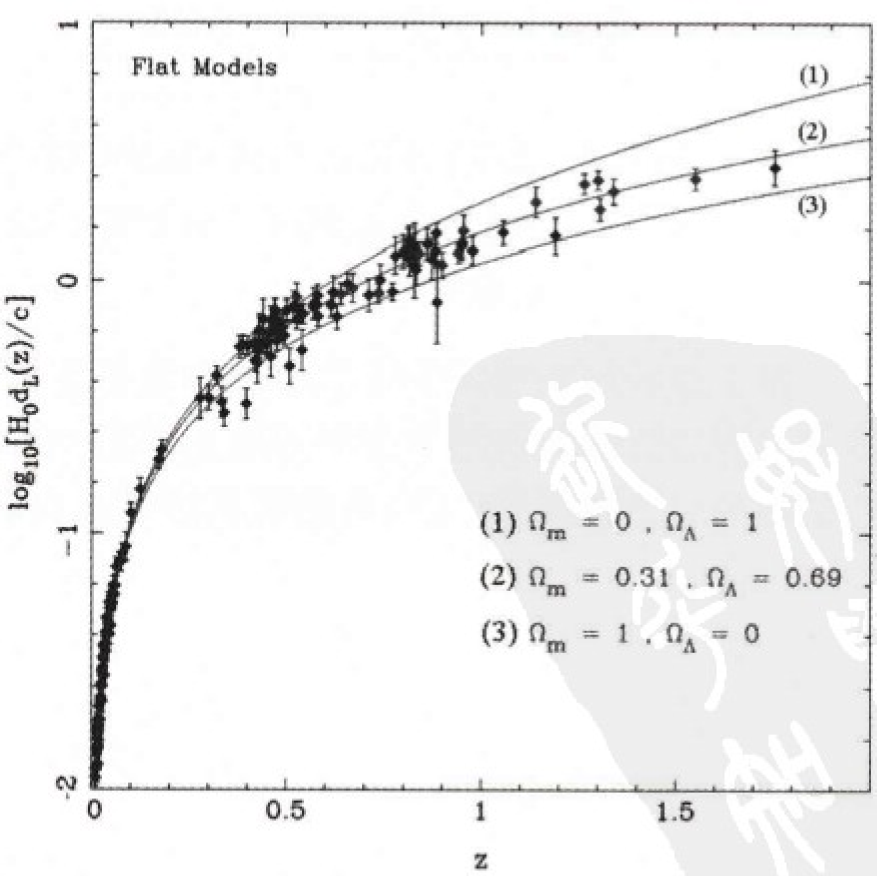


图 5.8　由最新超新星观测数据建立的哈勃关系图

图 5.8 是由最新的超新星观测数据建立的视星等—红移关系图，其中包括到目前为止观测到的最大红移超新星 $Z=1.755$。与理论曲线的拟

合结果从图可以看出，图中自上而下的理论曲线分别对应于

$$(\Omega_m, \Omega_\Lambda) = (0,1), (0.31, 0.69), (1,0) \tag{5.32}$$

如果认为 $\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1$，则 Ω_m 显然是小于 1 的。由图 5.8 可以看出，观测曲线应该在(ii)和(iii)之间，在高红移处似乎更接近于$(\Omega_m, \Omega_\Lambda) = (0,1)$。在这种情况下，如果考虑式 4.73，则由

$$\Omega_m = 2q_0 + 2\Omega_\Lambda \tag{5.33}$$

得出 q_0 取值是负的，表明我们的宇宙膨胀不是在减速，而是在加速，这与目前的标准宇宙模型给出的结论是矛盾的。q_0 为负值的宇宙膨胀模式如图 5.9 所示。

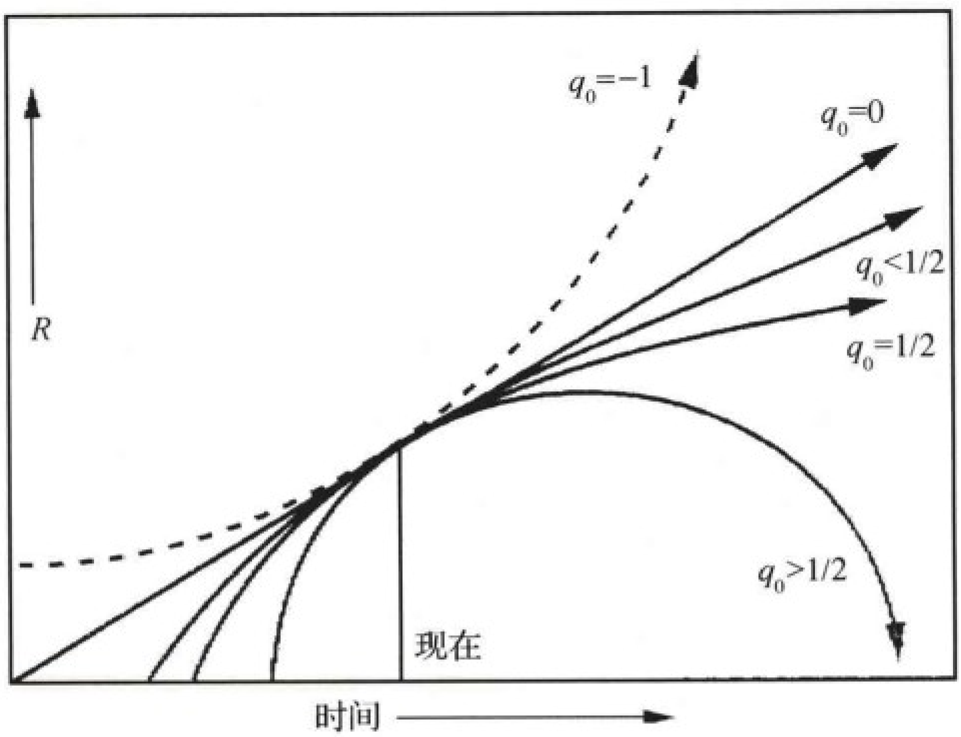


图 5.9　对应于不同 q_0 值的宇宙膨胀模型。q_0 值越大，回顾时间越短，对于负的 q_0 值，R 不再相交，但仅就目前的膨胀速率，无法判断 q_0 值的大小

由于超新星在确定宇宙学常数的重要性，就在本书的写作过程中，超新星的巡天观测已经成为观测宇宙学的热点研究内容之一，国际上出现了多个专门从事超新星巡天观测的小组，新的观测结果正在不断地涌现出来。

第六章　宇宙的背景辐射

§6.1　微波背景辐射的理论预言和发现

早在 1948 年，伽莫夫(Gamow)和他的同事阿尔发(R. A. Alpher)以及赫尔曼(R. Herman)就预言了目前时间应该存在着一定的宇宙背景辐射温度，其大小为 5K 左右。但是，伽莫夫等人有关辐射背景的预言并没有引起人们的认真注意，当时，人们感兴趣的问题是宇宙演化到退耦阶段之后，原子核如何合成所有的元素。

到了 20 世纪 50 年代，宇宙学的核合成转移到了恒星的核合成。1957 年，著名的 B^2FH 论文发表，这一理论完满地解释了恒星内部由氢核合成氦核并逐步合成更重的元素核的过程。B^2FH 理论的成功使人们忘记了伽莫夫等人关于辐射背景的预言，但是，氦丰度的问题又使人们想起了辐射背景。原来，按 B^2FH 理论计算出的宇宙中的氦丰度只有 3%～5%，而实际测量的结果却达到了 1/4，多余的氦丰度只有通过早期大爆炸之后的宇宙合成过程来实现。

从 1964 年开始，前苏联著名天体物理学家泽尔多维奇，以及皮普斯(Peebles)、霍意耳和泰勒等人又对宇宙核合成进行了深入的计算，澄清了伽莫夫等人理论中的一些问题，他们认为可能存在着残余的宇宙背景辐射。

正当人们议而不决的时候，工作在美国贝尔实验室的两位工程师彭齐亚斯(Penzias)和威耳逊(Wilson)开始了一项出人意料的工作。他们从事的是微波通讯工作，使用一架 20 英尺(约 7 m)口径的低噪声喇叭形反射天线，与四号人造卫星进行通讯联系。他们使用的通讯波长是微波波长 7.35 cm，为了降低天线的噪声水平，他们进行了一系列的测量。天线的地面噪声为 300 K，当对准天空测量时，其噪声水平应该达到 0.3 K，也就是说可以忽略不计，但是当他们对

准银河平面测量时,却惊人地发现存在着 6.7 K 的剩余辐射,而且这种辐射与方向无关。经过一年的反复测量,扣除大气吸收以及天线自身的影响,他们确认,仍然存在着 3.5 K 的来自宇宙所有方向的辐射。

当时彭齐亚斯和威耳逊并不理解这种辐射的宇宙学意义。消息传到了普林斯顿大学,立即引起了在那里工作的皮普斯和迪克(Dicke)的兴趣,他们正在从事这一问题的理论研究,并着手进行实测。彭齐亚斯和威耳逊于 1965 年在《天体物理学杂志》上发表了一篇非常谨慎的短文,题目是"在 4080 MHz 频率上对天线过热温度的一次测量",没想到,竟是这篇不足千字的文章,获得了 1978 年度的诺贝尔奖金。

微波背景辐射被发现之后,立即引起了观测上的热潮。首先是在普林斯顿的罗尔(Roll)和威尔金森(Wilkison)在 3.2 cm 波长上测出剩余辐射温度为

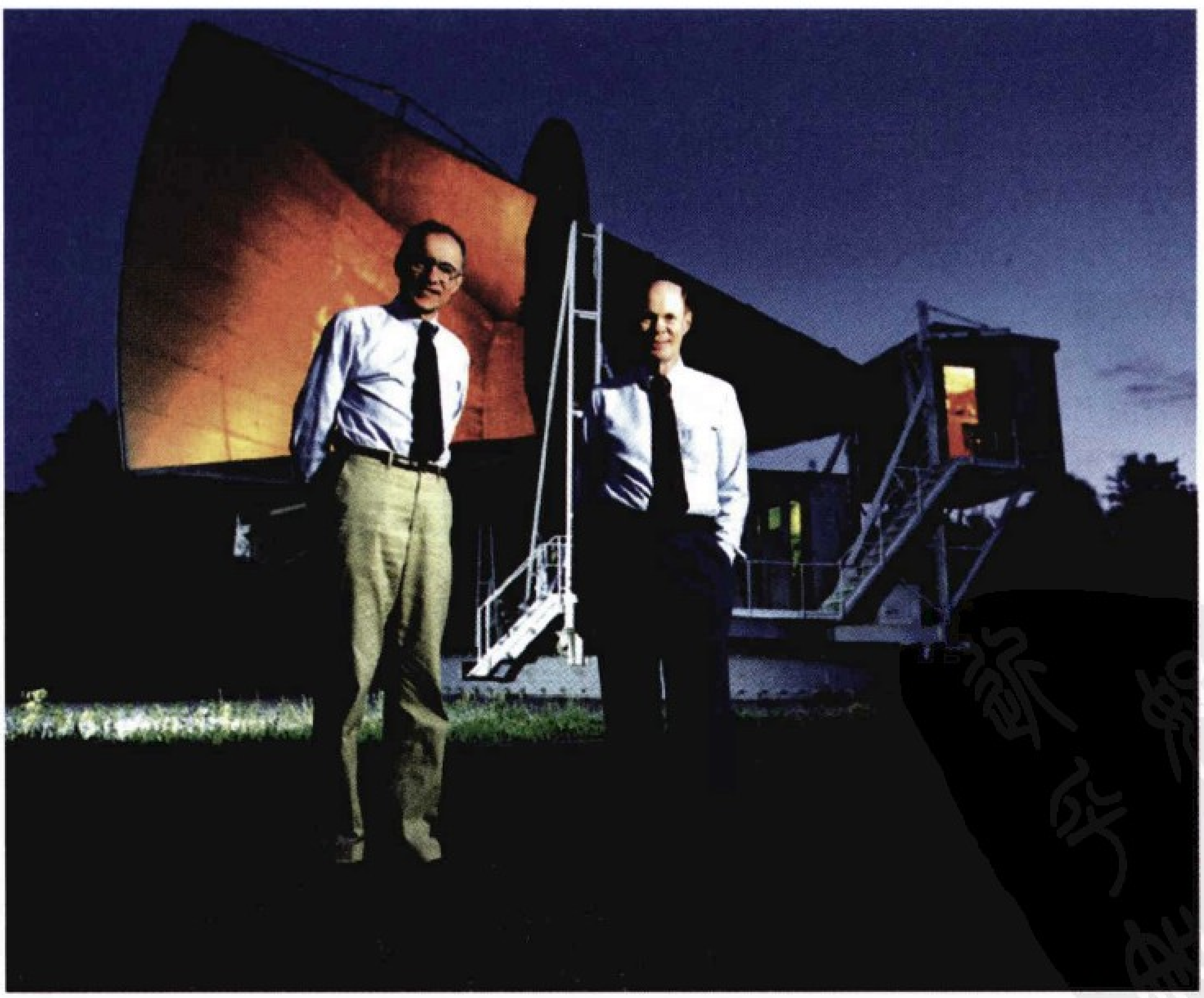


图 6.1　彭齐亚斯和威耳逊站在他们发现微波背景辐射的天线旁

2.5～3.5 K。

在 $\lambda>1$ mm 的微波波段进行的观测表明，它与黑体谱符合得十分理想。那么，对于更短的波长的辐射情况又是怎样呢？由于黑体温度只有 3 K 左右，其短波的辐射更加微弱。在 $\lambda<1$ mm 的亚毫米波段，以及红外波段都相继进行了观测。虽然大家获得的数据有所差异，但一致的结论是，存在着来自宇宙的剩余辐射，其谱的性质是黑体谱，它完全支持宇宙大爆炸的理论。后来，有的天文学家建议，将微波背景辐射（microwave background radiation）改为宇宙背景辐射（cosmic background radiation）更合理。而以宇宙背景辐射为主要目标的探测器的上天，把测量精度提高到了地面上完全无法达到的水平。

§6.2　辐射性质的测定和 COBE

宇宙背景辐射自发现之后，进行了大量的观测工作，其中，最成功的是 1989 年发射的 COBE 卫星。

COBE 即宇宙背景辐射探测器（Cosmic Background Explorer），由美国国家宇航局（NASA）于 1989 年 11 月 18 日发射，轨道呈圆形，半径 900 km，跨越两级方向，倾角为 99°。地球引力的四极矩动量进动轨道，使仪器的指向点离开地球且与太阳方向垂直，这样便避免了太阳和地球的辐射。

COBE 带有三台主要的观测仪器：FIRAS、DMR 和 DIRBEDIRBE。

FIRAS 即远红外绝对分光测量仪（Far Intrared Absolute Spectrophotometer），其主要作用是将所测量的宇宙微波背景辐射（CMB）的谱与一个精确的黑体谱进行比较。双输入较差测量，一端从喇叭状天线输入天空辐射，另一端输入可控温黑体参考源。FIRAS 测量两个频谱波段：

低频段　$1\sim20\ \text{cm}^{-1}$　　　　高频段　$20\sim100\ \text{cm}^{-1}$

作为定标的比较黑体温度全部自控，从 2～25 K。标准源的温度尽可能调到与来自天空的辐射通量相一致，以保证卫星在飞行中温度的精确定标，仪器的视场 7°，测量天空的谱和定标器的辐射谱相比较，使之达到完全一致。

FIRAS 的首批测量结果表明背景辐射是一个标准的黑体谱，黑体温度为

$$T_0=2.735\pm0.06\ \text{K}$$

与黑体谱的偏离在峰值亮度小于 1%。图 6.2 是测量结果和黑体谱的比较，黑体谱的温度为 2.735 K，方块表示每个实测数据，观测方向靠近北银极附近。

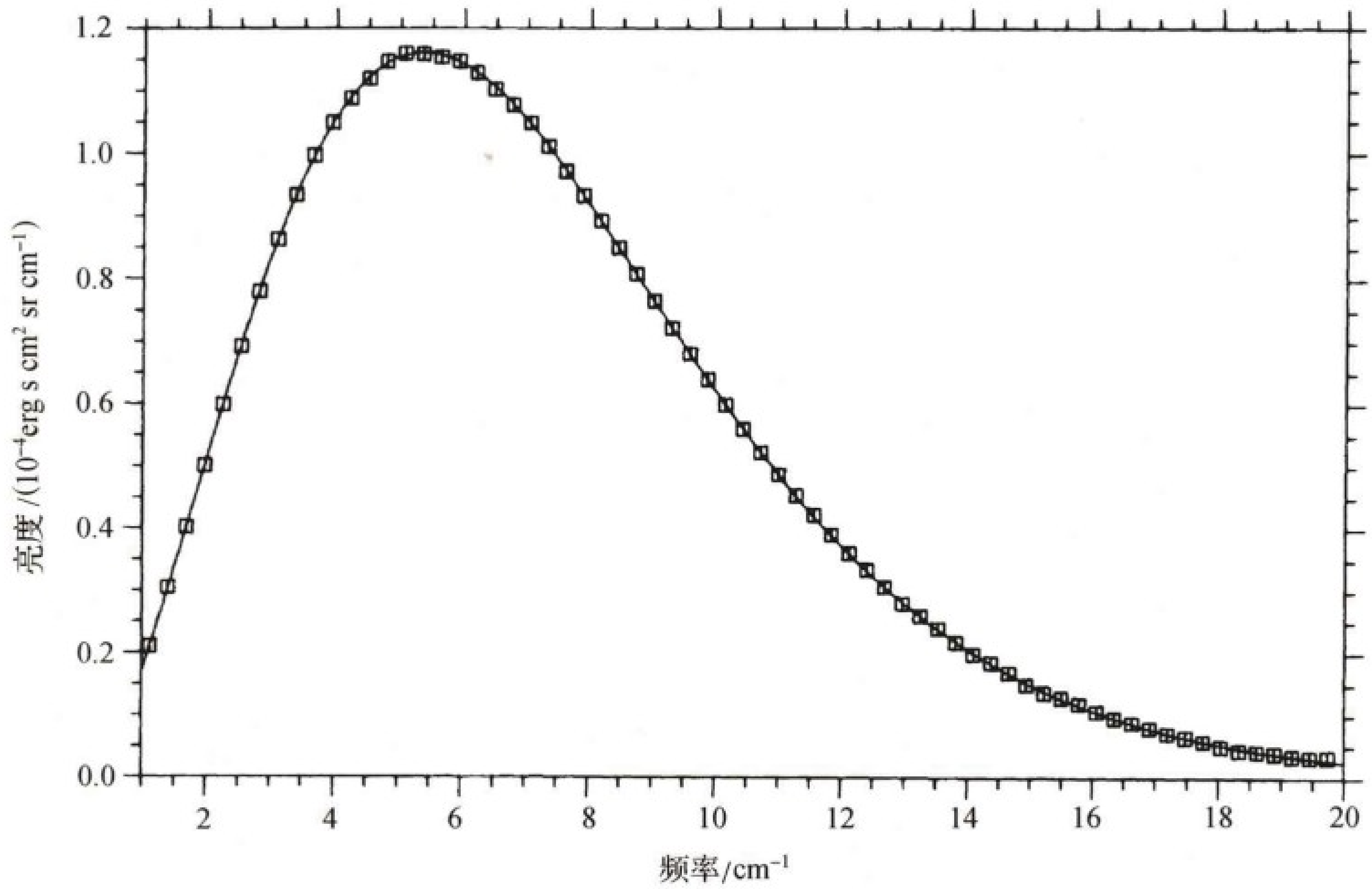


图 6.2　COBE 观测的宇宙背景辐射相当于黑体的温度为 2.735K。
各点是观测值，曲线是拟合的黑体谱

DMR 即较差微波辐射计(Differential Microwave Radiometers)，其目的是测量大角度尺度范围内微波背景辐射的差异，以确定背景辐射的均匀性。

DMR 由 6 台较差型辐射计组成，其中 2 台独立的辐射计主要在 3 个波段观测：31.5、53 和 90 GHz，分别相当于波长 9.5、5.7 和 3.3 mm。在这 3 个频率上，背景辐射强度比银河系的辐射强度至少超过 1000 倍，因此，有利于观测。每一个辐射计可测量天空中相距 60°的两个区域，通过周期性的空间转动来实现。

观测结果表明，背景辐射的均匀性非常好，仅仅显示出偶极性不均匀和 4 极性不均匀。在绝对定标精度达到约 5%的条件下，所给出的不均匀性分别为

$$\Delta T/T_0 < 8\times10^{-5} \qquad \text{偶极性不均匀}$$

$$\Delta T/T_0 < 3\times10^{-5} \qquad \text{4 极性不均匀}$$

所谓偶极性不均匀是由于观测者自身运动引起的观测频率的多普勒位移，从而产生温度的多普勒效应，若观测者的相对速度为 V，则与运动方向为 θ 处的温度多普勒效应可以表示为

$$T(\theta)=T_0\frac{(1-\beta)^{1/2}}{1-\beta\cos\theta}$$
$$=T_0\left[1+\beta\cos\theta+\frac{1}{2}\beta^2\cos(2\theta)+O(\beta^3)\right] \tag{6.1}$$

式中，$\beta=V/c$，c 为光速。对于地球的观测者来说，偶极性运动是由于太阳系的运动引起的，太阳系质心相对于银河系中心的运动速度为

$$V=365\pm18\ \text{km/s}$$

向点方向(按银道坐标)：

$$L=265^\circ\pm2^\circ$$
$$b=48^\circ\pm2^\circ$$

式 6.1 中的 θ 角便是与向点方向的夹角。

至于 4 极性运动，是再考虑地球绕太阳运动的影响。

DIRBE 即弥散式红外背景探测器(Diffuse Infrared Background Experiment)，用于探测宇宙红外背景(CIB)，波长范围 1～300 μm。红外背景的观测是一项艰巨的任务，来自其他方面的红外辐射的影响远远超过背景辐射，其中包括地球大气的辐射，行星际尘埃对太阳的散射和吸收后的再辐射，恒星的辐射，星际辐射等。

DIRBE 可以获得 10 个波段的天空绝对亮度图，即 J(1.2 μm)，K(2.3 μm)，L(3.4 μm)，M(4.9 μm)，120～200 μm，200～300 μm，以及 4 个与 FIRAS 重复的波段：12 μm，25 μm，60 μm 和 100 μm。为了估计出行星际尘埃的贡献，对 J，K，L，M 同时进行偏振观测，并对各个方向进行上百次的反复观测。

DIRBE 的视场接收灵敏度达到

$$\lambda I(\lambda)=10^{-13}\,\text{cm}^{-2}\,\text{sr}^{-1}$$

远远低于红外背景辐射的贡献，为了提高灵敏度，测量仪器放在只有 2 K 的杜瓦瓶内。

DIRBE 的测量结果与其他的测量结果，如 FIRAS 等进行了比对，发现在一些波段(12 μm，25μm)上一致，而在一些波段(60 μm，100 μm)上却存在着较大的差别。由于其他影响因素的复杂性，测量结果还有待进一步详细研究。

将 COBE 到目前为止的所有观测结果归纳起来可以概况如下：

在所观测波段范围内的宇宙背景辐射是一个标准的黑体谱，其对应的普朗克黑体温度为 $T=2.735$ K。排除掉观测者自身运动的多普勒效应和其他天体的辐射，宇宙背景辐射是均匀的和各向同性的。

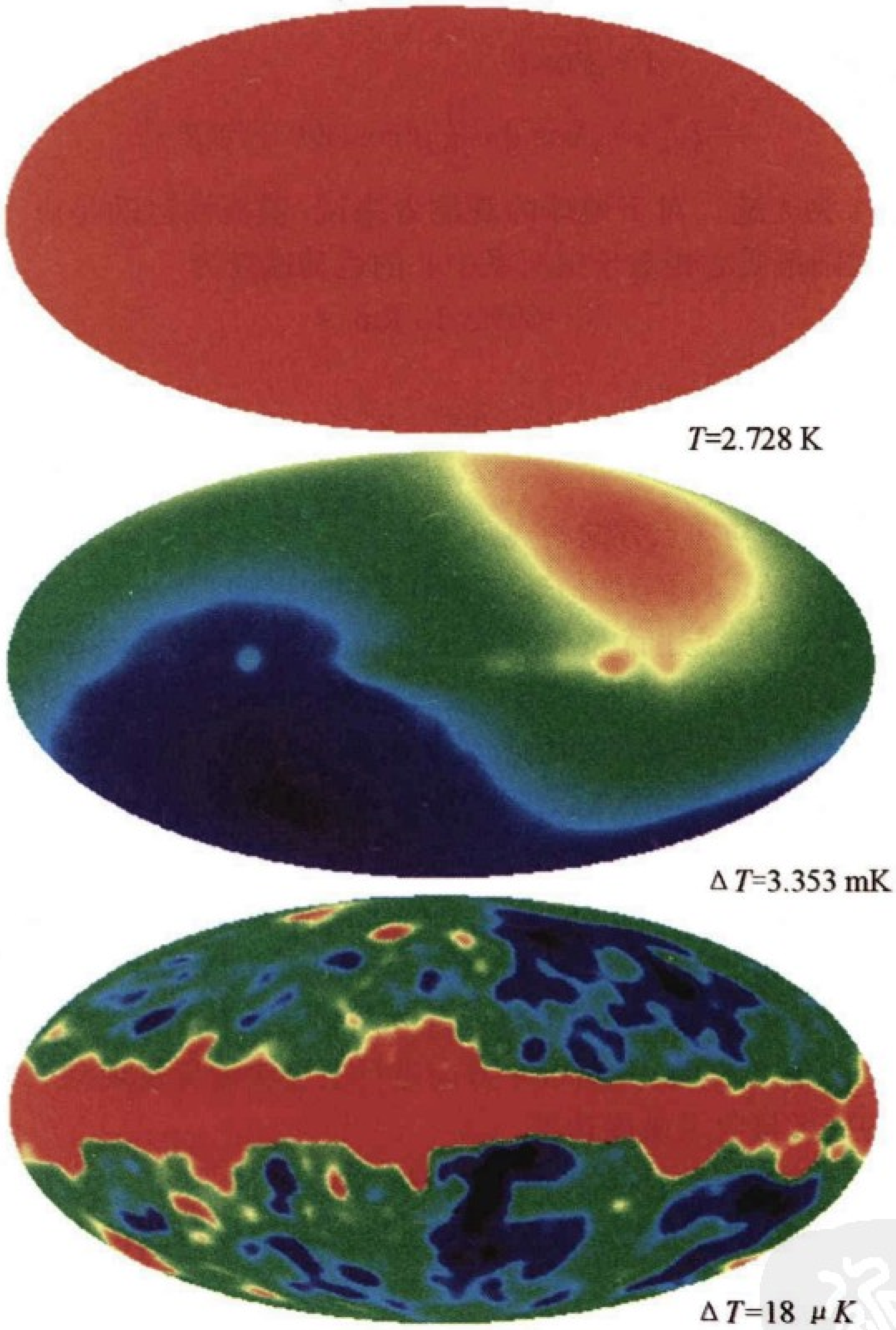


图 6.3　COBE 在 5.7 mm 波段上显示的全天背景辐射强度图，以赤道坐标显示。上图是校准后的全天背景辐射，非常均匀；中图可以明显看出朝北银极方向的偶极子辐射增强；下图则是 4 极性辐射叠加进去，银道面的辐射也显示出来

§6.3　宇宙背景辐射的涨落和 Sachs-Wolfe 效应

目前的宇宙背景辐射来自宇宙演化到退耦阶段。正如我们在第三章中所讨论的，辐射温度随宇宙的膨胀而降低，$T_r \propto R^{-1}$。当温度降低到大约 4000 K 时，温度冷却到质子可以捕获电子形成中性氢，同时释放光子。

$$p + e \rightarrow H + \gamma \tag{6.2}$$

释放出的光子脱离物质扬长而去，便形成目前的宇宙背景辐射(CBR)，其年代为大爆炸之后的大约 300 000 年，相应的红移值 $Z=1000$。光子在离开时要受到电子的汤姆逊(Tomason)散射。汤姆逊散射是由自由电子引起的，它不改变光子的能量，只是使向外的辐射均匀化。通常把形成 CBR 的球面称为最后散射面 LSS(last scattering surface)，最后散射面应该和退耦期($Z \approx 1000 \sim 1500$)相接，汤姆逊散射的光学厚度为

$$\mathrm{d}\tau_T = \sigma_T N_e(Z) c \mathrm{d}Z \tag{6.3}$$

其中 $N_e(Z)$ 为 Z 处的电子密度，$\sigma_T = 6.653 \times 10^{-29}\,\mathrm{m}^2$ 为汤姆逊散射截面。在 $Z \gg 1$ 的情况下，由汤姆逊散射产生的光学厚度为

$$\tau_T = 0.035 \frac{\Omega_B}{\Omega_0^{1/2}} h Z^{3/2} \tag{6.4}$$

其中，Ω_B 是核子数密度，h 是以 100 为单位的哈勃常数。当 $Z > 1000$ 时，$\tau_T \gg 1$。因此，汤姆逊产生的散射使得光子辐射是均匀的和各向同性的，由汤姆逊散射给出的光子的散射概率为

$$P(Z)\mathrm{d}Z = \mathrm{e}^{-\tau_T} \frac{\mathrm{d}\tau}{\mathrm{d}Z} \mathrm{d}Z \tag{6.5}$$

这是一个高斯型的分布，其峰值处在 $Z=1070$，高斯宽度 $\Delta Z=80$，这个厚度为 $\Delta Z=80$ 的球面是我们上面提到的最后散射面。由于最后散射面的遮挡，我们无法观测到在此之前的宇宙状态。正如我们观测一个星球一样，观测者只能看到来自光球的辐射，而无法看到星球的内部。

来自于最后散射面的辐射从总体上是均匀的和各向同性的，但是，最后散射面的物质分布的不均匀会造成背景辐射的不均匀，这种不均匀的反映便是背景辐射的涨落现象。由此可见，CBR 的涨落现象是宇宙早期演化的“遗留物”，通过分析涨落的大小和尺度可以直接给出宇宙演化当时阶段的物理状态。

“遗留物”的表现有两种：大尺度的物质团块和小尺度的物质团块。对于大尺度的物质团块，引力红移会起作用。引力红移的结果是使辐射谱的频率发生改变，因而引起温度的改变，使 CBR 谱产生涨落。这种由引力效应造成的涨落称之为萨克斯—沃尔夫效应(Sachs-Wolfe effect)，我们将引力红移用牛顿势 $\Delta\Phi$ 来表示

$$\frac{\Delta T}{T}=\frac{\Delta\nu}{\nu}=Z_{引}=\frac{\Delta\Phi}{c^2}=\frac{G\Delta M}{dc^2} \tag{6.6}$$

其中 G 是万有引力常数，ΔM 是扰动引起的物质团块，d 是团块的物理尺度。如果考虑到宇宙膨胀的演化效应，在物质为主的阶段，尺度因子随宇宙时间 t 的演化为 $R\propto t^{2/3}$，因此

$$\frac{\Delta R}{R}=\frac{2}{3}\frac{\Delta t}{t} \tag{6.7}$$

温度的变化满足

$$\frac{\Delta T}{T}=-\frac{\Delta R}{R} \tag{6.8}$$

注意到红移和宇宙时间的关系

$$\frac{\Delta\nu}{\nu}=-\frac{\Delta t}{t} \tag{6.9}$$

上式给出的也是红移项，这样一来，由于宇宙膨胀带来的温度变化为

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{宇}=-\frac{\Delta R}{R}=\frac{2}{3}\frac{\Delta\nu}{\nu} \tag{6.10}$$

扣除掉式(6.10)的影响，Sachs-Wolfe 效应提供的纯温度变化应该是

$$\frac{\Delta T}{T}=\frac{1}{3}\frac{\Delta\Phi}{c^2} \tag{6.11}$$

如何理解和计算 Sache-Wolfe 效应中的引力势涨落 $\Delta\Phi$ 呢？事实上，在最后散射面 LSS 上出现的物质团块来源于宇宙演化的更早期，它是由宇宙暴涨时间的量子涨落效应留下的种子，我们可以按近似的方法估计其大小，扰动尺度 d 随红移的变化应该满足

$$d=d_0(1+Z)^{-1} \tag{6.12}$$

类似，由 $\rho=\rho_0(1+Z)^3$，并注意到 $\Delta M\approx\Delta\rho d^3$，便可以给出

$$\Delta\Phi\approx\frac{G\Delta M}{d}\approx\frac{G}{d}\Delta\rho d^3$$

$$=G\Delta\rho_0 d_0^2(1+Z) \tag{6.13}$$

$$\Delta\rho_0\approx\rho_0 M^{-(n+3)/6} \tag{6.14}$$

其中 n 是一个整数，考虑到 $M\approx\rho_0 d_0^3$ 和 $\Delta\rho_0\propto d_0^{-(n+3)/2}$，则

$$\Delta\Phi \approx G\Delta\rho_0 d_0^2(1+Z) \propto d_0^{(1-n)/2} \tag{6.15}$$

实测中，常用角度的大小来代替尺度，由 $d_0=\theta D$，最后给出

$$\frac{\Delta T}{T} \approx \frac{1}{3}\frac{\Delta\Phi}{c^2} \propto \theta^{(1-n)/2} \tag{6.16}$$

这一结果是非常有趣的，Sache -Wolfe 效应给出的温度涨落仅仅和原初扰动谱指数 n 有关，如果取 $n=1$，上式的结果与尺度无关，这便是所谓的标度不变谱(scale-invariant spectrum)，又称为哈里逊—泽尔多维奇(Harrison-Zeldorich)谱。COBE 累计四年的观测结果给出 $n=1.1\pm0.3$，相应的角度大约为 4°，其他的观测结果也都在 $n=1.1$ 左右，支持 $n=1$ 的理论预期值。

第二种 CBR 涨落属于中小尺度上的涨落，尺度在 0.1°至 1°。其原因是由于辐射在传播过程中与等离子体相互作用，光子被散射而引起的。我们把光子辐射与等离子体看作是混合流体，因此，涨落谱对应的便是混合流体的声波振荡的尺度。事实上，它所反映的尺度就是物质密度的成团尺度，也就是我们将在第七章会详细讨论的金斯波长。其振幅在最后散射面达到最大，因此，小尺度上的 CBR 涨落所反映的是宇宙早期的密度扰动。

以上两种 CBR 的谱涨落都是来自最后散射面，其原因都是由于宇宙在演化过程中的物质成团性。不同之处在于，Sache-Wolfe 效应是由大的物质团块和引力红移引起的，而小尺度的涨落是由于小的物质团块和等离子体的声波振荡引起的，这两种涨落或不均匀性都是原初的。

离开最后散射面，CBR 在传播过程中仍然有可能在路程上被散射，这是在穿过星系或星系团时引起的。这种现象被称为苏尼阿耶夫—泽尔多维奇(Sunyaev-Zeldovich 效应，简称 S—Z 效应)。该效应属于 2 级效应，我们在下一节中专门加以讨论。

为了与观测进行比较，常把 CBR 的涨落或各向异性分布用一个球谐函数展开，也就是按天球上的分布来表示

$$\frac{\Delta T}{T}(\theta,\varphi) = \sum_{l,m} \alpha_{l,m} Y_{l,m}(\theta,\varphi) \tag{6.17}$$

上式中 $Y_{l,m}(\theta,\varphi)$ 是一个以 l 和 m 为参数的多项式，$\alpha_{l,m}$ 是相应的系数。

系数 $\alpha_{l,m}$ 提供了温度在天空中的不均匀性分布，假定这种分布是高斯分布，引入功率谱函数

$$C_l = \frac{1}{2l+1}\sum_m \alpha_{l,m}\alpha_{l,m}^* = \langle |\alpha_{l,m}|^2 \rangle \tag{6.18}$$

该函数表示的便是温度涨落的统计分布。

实用中，常用常数 l 代替角度 θ

$$\theta=\pi/l \tag{6.19}$$

这样，l 的数值刚好和尺度的大小成反比，也就是说，l 值越大对应的天空尺度越小。图 6.4 是到目前为止的观测数据，并与理论曲线进行比较，该图中的 3 条理论曲线分别代表 3 种宇宙演化的理论模型：开放式 CDM(OCDM)，标准 CDM (SCDM)和有 Λ 的 CDM(ΛCDM)。每组观测数据都有很大的误差，但实线所代表的具有 Λ 的冷暗物质模型(ΛCDM)与观测符合得更好一些。

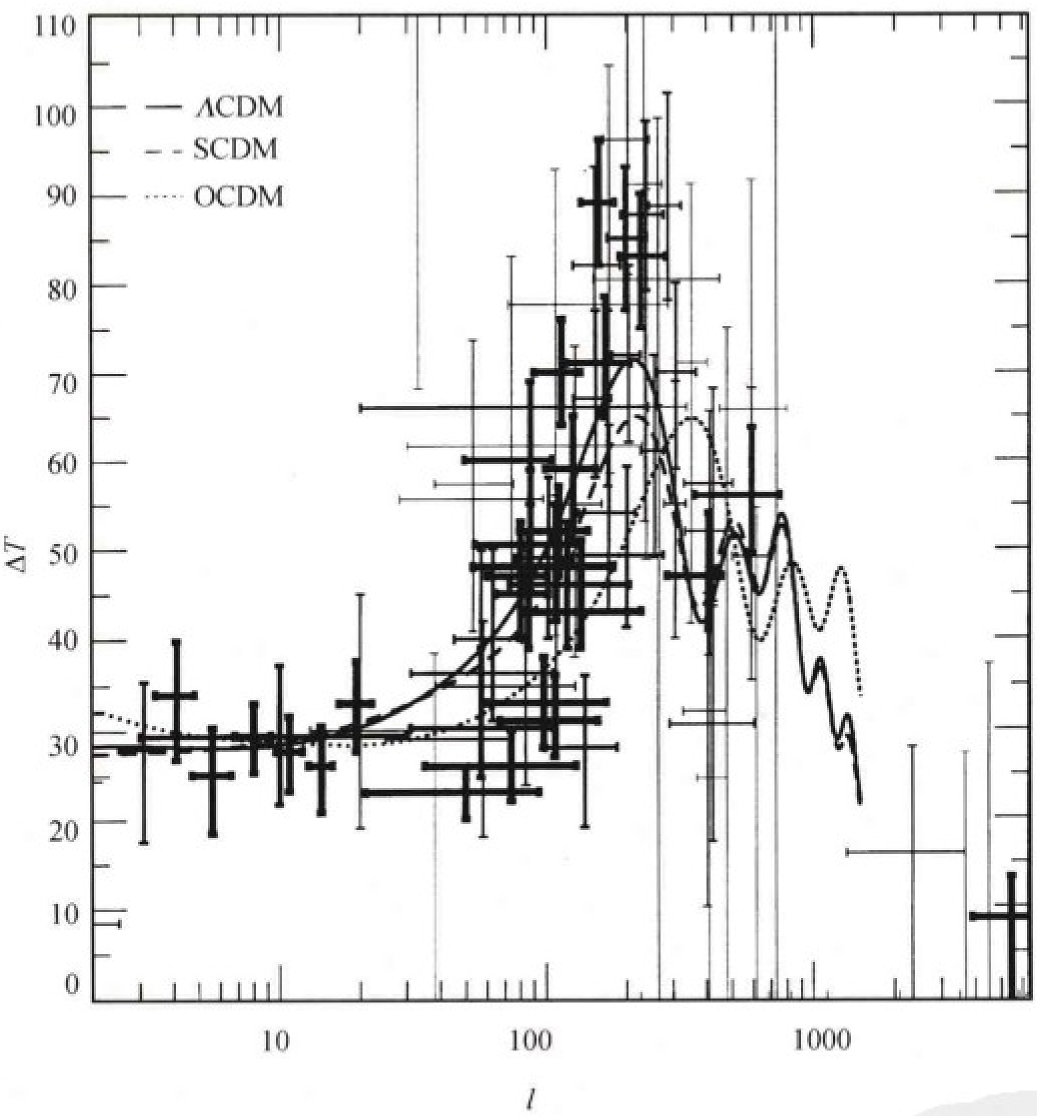


图 6.4　截止到 2000 年 2 月的 CBR 各向异性分布观测数据。纵坐标是温度涨落 ΔT(单位 μK)，横坐标 l 表示的是张角的大小。图中的 3 条理论曲线对应于 3 种理论模型，ΛCDM(实线)与观测符合的较好。图中的纵线表示误差棒，许多测量误差的误差棒都超出了图的范围

对 CBR 各向异性分布的观测已成为观测宇宙学的一个热点课题。大尺度上的各向异性分布已被确认，正如图 6.4 所显示的，理论所预言的第一峰值($l=200$，$\theta\approx0.3°$)和观测数据基本上一致，但在小尺度上还存在着许多不确定因素。由于 CBR 的各向异性分布和宇宙学参数 Λ，物质密度 Ω_0，以及哈勃常数 H_0 都有着直接的联系，进行高分辨率的观测十分必要。计划上天的 PLANK(2007

年）卫星将比 COBE 的角分辨本领提高 2 个量级，也许通过 CBR 的窗口，促使难以测定的许多宇宙学常数问题迎刃而解。

根据目前的膨胀宇宙模型，宇宙背景温度应该随着膨胀过程不断地冷却，那么，我们是否可以直接测量这一演化过程呢？

CBR 的温度随红移的演化是一个简单的线性关系

$$T(Z) = T_0(1+Z)$$

其中 T_0 是目前的 CBR 的温度，$T_0=T(0)$，测定过去的温度 $T(Z)$ 是相当困难的。目前的做法是利用光谱线中的一些精细结构，这些精细结构的激发电势刚好对应于温度 $T(Z)$。如果在 Z 处的天体中观测到这些精细结构的谱线，便可以认为是由当地的宇宙背景辐射激发的，也就是温度 $T(Z)$ 的辐射。因此，关键问题是能观测到足够远的天体中所激发的温度极低的精细结构的谱线。到目前为止，观测到的最大红移值 $Z=4.4$，测量结果如图 6.5 所示，从图可以看出，虽然测量误差很大，但仍然满足线性演化的趋势。

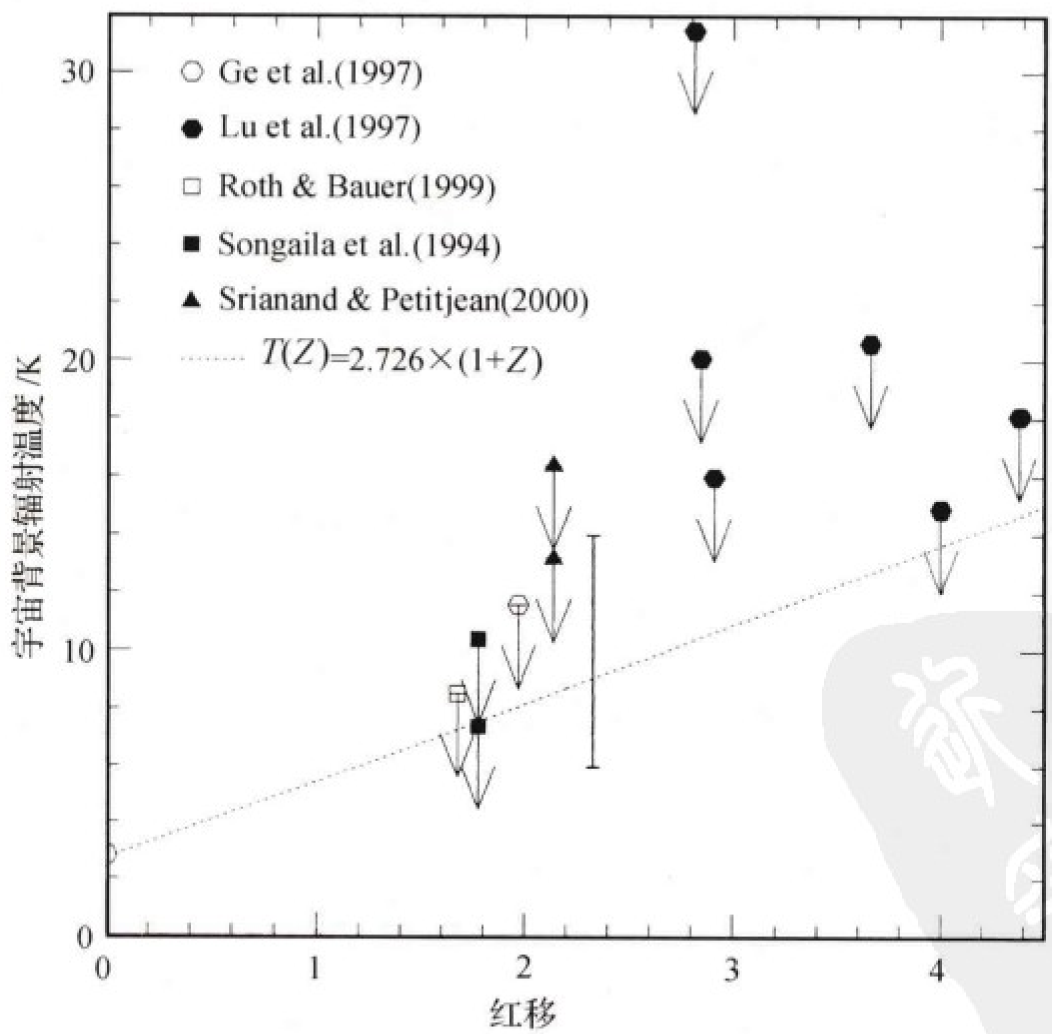


图 6.5　宇宙背景辐射温度随红移的演化。如果取演化模式为 $T(Z)=2.726\times(1+Z)$，即图中的虚线，则与不同观测者给出的观测结果大体符合

§6.4 Sunyaev-Zeldovich 效应

如 COBE 的观测所表明的，宇宙背景辐射的各项不均匀性，精度在 10^{-5}K。观测者自身运动的动力学效应会引起谱分布的变化。另一种可能性来自物理学的因素，当辐射通过运动电子时，会引起康普顿散射。

热电子对背景光子的散射(逆康普顿散射)会使背景光的光谱发生变化，短波的亮度会增强，长波的亮度减弱。在富星系团里，有可能存在着大量的热电子，当宇宙背景辐射穿过这样的星系团时，谱分布会产生畸变，从而造成温度的起伏 ΔT。这一效应首先是由前苏联天文学家苏尼阿耶夫(Sunyaev) 和泽尔多维奇(Zeldovich)于 1972 年指出的。由于观测上的困难，Sunyaev-Zeldovich 效应直到 20 世纪 80 年代末才为观测所证实。利用 Sunyaev-Zeldovich 效应，与 X 辐射的测量结合在一起，还可以给出哈勃常数的大小。

描述辐射和电子的相互作用的康普顿效应，可以用卡潘尼兹(Kompaneets) 方程来描述

$$\frac{\partial n}{\partial t}=\frac{kT}{m_e c}\frac{\sigma_T n_e}{x^2}\frac{\partial}{\partial x}\left[x^4\left(\frac{T_e}{T}\frac{\partial n}{\partial x}+n+n^2\right)\right] \tag{6.20}$$

上式中 n 为光子数，σ_T 为散射截面，n_e 和 T_e 为热电子的数密度和温度。$x=h\nu/kT$ 为无量纲频率，T 是辐射温度。卡潘尼兹方程所表示的是由于散射效应使辐射光子数随时间的变化。上式中右端的 n 和 n^2 均可以忽略，因为 $T_e \gg T$，于是得

$$\frac{\partial n}{\partial t}=\frac{kT_e}{m_e c}\frac{\sigma_T n_e}{x^2}\frac{\partial}{\partial x}\left(x^4\frac{\partial n}{\partial x}\right) \tag{6.21}$$

上式中的入射辐射可以用纯黑体辐射的形式代入，即

$$n(x)=1/(e^x-1) \tag{6.22}$$

将光子数用辐射强度表示

$$I=\frac{8\pi h\nu^3}{c^2}n \tag{6.23}$$

或

$$I=i_0 x^3 n \tag{6.24}$$

其中

$$i_0=2(kT_0)^3/(hc)^2 \tag{6.25}$$

沿视线方向积分式(6.21),Sunyaev-Zeldovich 效应给出的光谱强度变化为

$$\Delta I = i_0 y g(x) \tag{6.26}$$

其中

$$g(x) = \frac{x^2 e^x}{(e^x - 1)^2}\left[\frac{x(e^x + 1)}{e^x - 1} - 4\right] \tag{6.27}$$

和

$$y = \int \left(\frac{kT_e}{mc^2}\right) n_e \sigma_T \mathrm{d}l \tag{6.28}$$

y 称为康普顿化参数,它表征了散射体的空间总散射量,也就是对整个星系团沿视线方向的积分。

在我们的情况下,$T_0 = 2.735$,由式 6.26 给出的温度改变量为

$$\Delta T = \left[\frac{x(e^x + 1)}{e^x - 1} - 4\right] T_0 y \tag{6.29}$$

在瑞利—金斯频率范围内,即低频情况下,$x \ll 1$,上式简化为

$$\frac{\Delta T}{T_0} \approx \frac{\Delta I}{I_0} \approx -2(1 + x/2) y \tag{6.30}$$

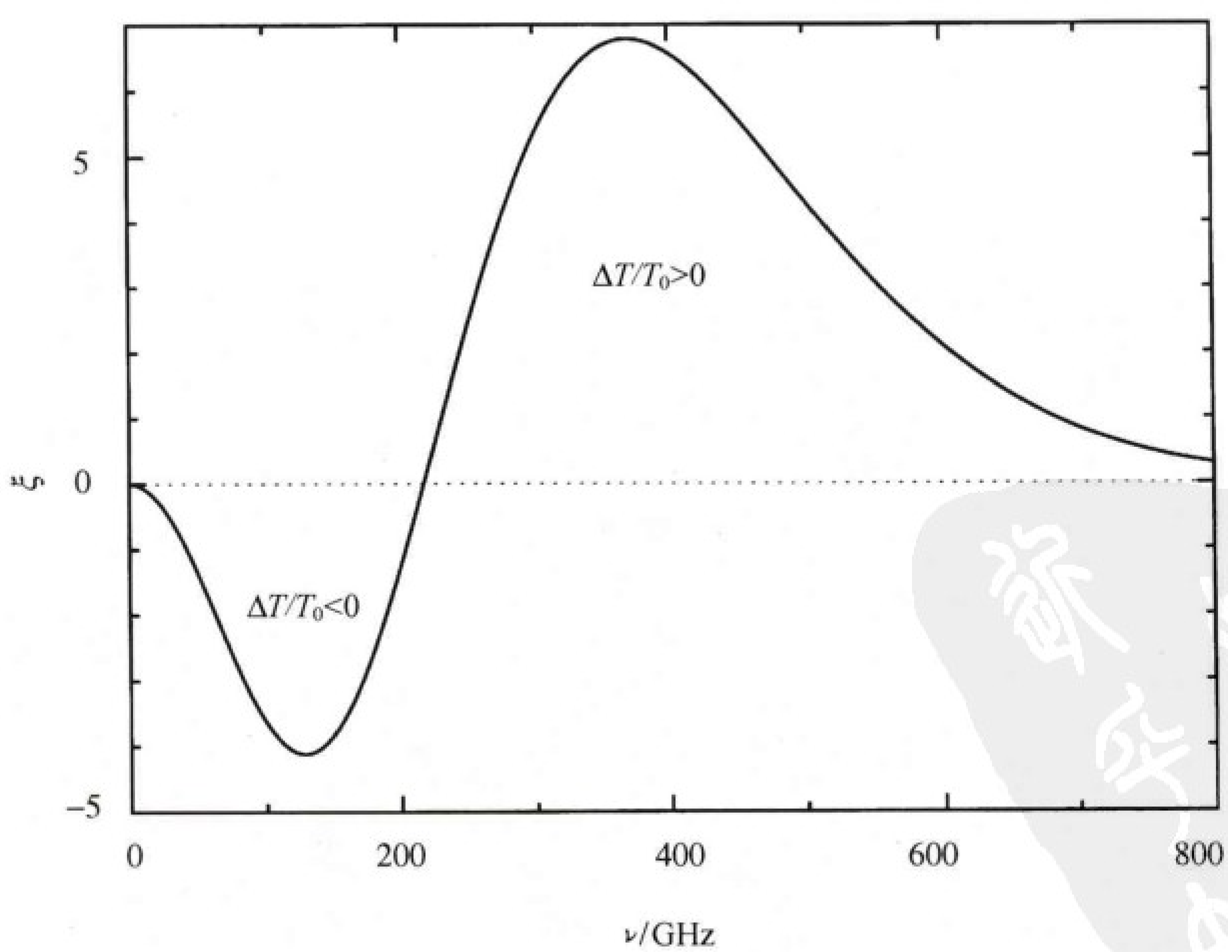


图 6.6　Sunyaev-Zeldovich 效应随频率的变化。图中横坐标是频率,纵坐标是相对温度变化,可以看出在低频端 $\Delta T/T < 0$

中心频率强度 I_0 是指对应于 T_0 的强度。当星系团中电子的速度分布是各项同性时，散射的影响将正比于电子的温度 T_e，星系团中的气体密度和温度可以通过 X 射线辐射强度来确定，由此引起的温度的改变量 ΔT 不会超过 10^{-3}K。式(6.30)所讨论的频率范围处在图 6.6 的左端，因此 Sunyaev-Zeldovich 效应给出的是背景辐射的减弱，也就是一个一个的"空洞"。

上述结果是在星系团静止、散射电子仅处于热运动状态下得出的。若星系团相应于观测者有视向运动速度 V_r，苏尼阿耶夫和泽尔多维奇还给出由多普勒效应引起的强度变化为

$$\Delta I_k = -i_0 h(x)\frac{V_r}{c}\tau \tag{6.31}$$

其中

$$h(x) = \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} \tag{6.32}$$

式 6.31 中 V_r 是星系团的视向速度，τ 是康普顿散射的光学厚度，其值为

$$\tau = \sigma_T \int n_e \mathrm{d}l \tag{6.33}$$

由式 6.31 给出的相应的温度改变为

$$\Delta T_k = -T_0 \frac{V_r}{c}\tau \tag{6.34}$$



图 6.7　Sunyaev-Zeldovich 效应示意图，背景辐射由于星系团内热电子的逆康普顿散射而发生畸变，利用这一效应还可以测得星系团的直径 D

由于观测上的困难，Sunyaev-Zeldovich 效应只能在少数几架大型射电望远镜上进行验证。举例说来，对于一个 $V_r=500\ \text{km s}^{-1}$，$n_e=3\times10^3\text{m}^{-3}$，大小为 0.4 Mpc的星系团，其温度改变量只有 3×10^{-4}K。为了更形象地理解 Sunyaev-Zeldovich 效应，我们引入图 6.7，该图用图示说明背景电磁辐射在路经星系团时被散射，从而使地球上接收到的背景辐射减弱。

原则上，利用 Sunyaev-Zeldovich 效应还可以测定哈勃常数 H_0，因为由 Sunyaev-Zeldovich 效应和星系团的热 X 射线辐射可以确定星系团的直径 D，有了直径，便可以确定 H_0，由式(5.29)便可以得出：

$$D=\frac{c[Zq_0+(q_0-1)][(1+2Zq_0)^{1/2}-1]\theta}{H_0q_0^2(1+Z)^2} \tag{6.35}$$

只要有 2 个以上的星系团的测定，给出 q_0 某个预值，便可以定出 H_0 来。

§6.5　宇宙背景天体及其辐射

我们已经详细地讨论了 2.7 K 的宇宙背景辐射，它是来自宇宙最边缘的均匀的各向同性的辐射。事实上在我们的观测者周围，还应该分布着大量的宇宙背景天体和来自这些天体的辐射。此外，我们对星系际间的物质分布和它们的辐射也非常感兴趣。这类问题，也许可以放在第四章宇宙中的物质中讨论，但是，其中的 X 射线辐射和 γ 射线辐射又有一些不确定的因素。本节从观测的角度，按不同的波段去讨论各种宇宙背景天体以及来自这些天体之间的辐射。

一、射电背景

自从射电望远镜发明以来，就发现了大量的射电源，观测每个射电源的流量，进行射电源数目相对于流量的统计，可以得到射电源在宇宙空间的分布。历史上，正是通过这种分布来检测哪种宇宙模型是正确的。另一种射电背景辐射便是微波宇宙背景辐射。

有没有其他的弥漫的射电背景辐射呢？20 世纪 80 年代通过气球测量，曾经认为存在着过剩的亚毫米波辐射。在这种信息的鼓动下，一些理论天体物理学家构造了各种理论模型，认为是星系际介质被类星体或者原星系中的大质量的恒星加热，使其温度达到 20～40 K，加上红移，刚好形成在亚毫米波段的过剩辐射，但是，经过 COBE 的仔细观测，证明这种过剩辐射是不存在的。

以阿尔普为首的一些天文学家，甚至对微波宇宙背景辐射提出了完全不同的解释。他们认为，在超新星爆发过程中，会产生大量的铁屑，这些像钉子般的铁屑散布在宇宙空间中，由它们散射的电磁波刚好满足 2.7 K 的宇宙背景辐射。

二、红外背景

红外背景在探测上遇到了较大的困难，原因是近距天体包括太阳系和银河系的影响很大。在 10～30 μm 波段，太阳系内行星际尘埃的辐射相当强，而在 30～150 μm，来自银河系的辐射很强，它来自恒星形成区内的尘埃以及星际尘埃。FIRAS 的观测表明，在其观测的 4 个波段(12 μm，25 μm，60 μm，100 μm)，尤其是 100 μm 波段，显示出明显的辐射。在高银纬区域辐射仍然很强，高银纬的辐射源像一些云状结构，被称为星系卷云，其典型温度在 20～30 K，这些卷云很可能是被银道面上的恒星的辐射加热的，来自恒星的光学或红外波段可以穿透高银纬区域。

由银河系外推，大量的星系中都应该存在着被加热的尘埃，因此，将星系的红外辐射叠加起来，加之红移的影响，应该存在着 20～400 μm 的宇宙红外背景(Cosmological Infrared Background，简称 CIB)。之所以红外谱的分布比较宽，是由于尘埃的温度，即恒星形成区的温度不同。

探测宇宙红外背景(CIB)，首先要考虑删除掉接近于各向同性的来自我们银河系高银纬的红外辐射。此外，还有太阳系的影响，以及许多孤立的红外强源。要做到准确定标，必须排除所有这些辐射的影响。FIRAS 曾尝试进行这种探测，但并没有成功。COBE 卫星中的弥散式红移背景探测器(DIRBE)进行了这种探测，它的波长覆盖范围为 1～300 μm，远远超过 FIRAS，但是，其灵敏度仍没有达到要求。根据理论估计，该背景的温度比 COBE 的灵敏度要低一个数量级，其强度应该在(2～4)$\times 10^{-9}\,\mathrm{Wm^{-2}sr^{-1}}$。在近距内的贡献，主要来自星系，而在高红移距离处，必须考虑类星体对星系际尘埃的加热。

三、远紫外背景

探测宇宙的远紫外背景辐射，同样需要首先删除掉来自银河系的辐射。在 1300～2500 Å 范围内，宇宙远紫外背景辐射表现得似乎完全各向同性，其光子计数流量大约为 $100\mathrm{s^{-1}cm^{-2}sr^{-1}}$ Å^{-1}。但是，流量的定标十分不确切，误差达到观测量的 1 倍以上。远紫外背景的来源并不十分确切，可能的辐射源包括星系中的热物质和星系际间的热物质，尤其是星系团中的热物质，其次是强远紫外类星体和星系辐射的叠加。

作为远紫外背景辐射，类星体的 Lyα λ 1216 以及 HeⅡλ 304 扮演着重要的角色，是探测宇宙中星系际介质的最重要手段，在讨论类星体的相关内容时再做详细的讨论。

X 射线背景　早在 1962 年，贾可尼(R. Giacconi)利用火箭探测到来自宇宙的 X 射线背景辐射(X-ray background，简称 XRB)。这一发现甚至早于宇宙微波背景的发现，在 3～40 keV 的波段范围内，其辐射颇为各向同性。一般认为，它必须是来自热的、弥散的星系际介质，其温度要求达到约 10^8K。如何加热这些气体是一个问题，一种可能是星系际介质在 $Z\approx3\sim5$ 的距离处被两次加热，与此同时，要求宇宙中的重子数目必须达到 $\Omega_b\geqslant0.2$，而且还必须是在原初核合成时代形成的，所有这些问题都有待进一步探讨。

我们在讨论 Sunyaev-Zeldovich 效应时已经指出，星系团中的热电子会对背景光子产生逆康普顿散射，Sunyaev-Zeldovich 效应可以使宇宙背景辐射谱发生形变。另一方面，由于 Sunyaev-Zeldovich 效应使短波增强，是形成 X 背景的因素之一。COBE 的观测也的确表明了存在着许多星系级大小的 X 辐射源。

目前认为，X 射线背景辐射的最主要来源是来自大量的孤立的 X 射线源，它们是 X 射线星系、星系团和各种类型的活动星系核(AGN)。X 射线卫星探测表明，大约一半以上的活动星系核都发出强 X 射线，其中的类星体和赛佛特(Seyfert)星系最为突出。目前可以肯定，XRB 的主要贡献不是来自星系际介质，而是这些强 X 射线源累加的结果。

γ 射线背景　弥散的宇宙 γ 射线是指能量大于 30 MeV 的光子，宇宙中这类光子数量极少，因此，γ 射线的探测难度很大。1991 年发射的康普顿 γ 射线天文台(Compton Gamma Ray Observatory，简称 CGRO)将 γ 射线探测的灵敏度提高了一个数量级。康普顿卫星上装有 4 台探测器，其中的高能 γ 射线实验望远镜(Energetic Gamma Ray Experiment Telescope 简称 EGRET)专门用于做γ 射线的巡天观测。EGRET 的观测表明，在我们的银道面上有很强的弥漫辐射，这些辐射来自银河系内的炽热的星际介质。而在高银纬区，已经发现了一批稳定的 γ 辐射源，有 36 个源已被证认属于闪偏天体(blazar)类型的活动星系核。类星体的 γ 辐射，大多数来自射电噪的类星体。

进一步观测表明，仅仅由活动星系核的 γ 射线辐射去叠加 γ 射线的背景辐射是不够的，发现在 3 MeV 处存在着明显地剩余辐射，也就是出现在幂律谱上的凸起。这种剩余辐射的来源目前尚不清楚，很可能是在宇宙早期，例如 $Z\approx10\sim100$期间形成的。

§6.6 WMAP与宇宙背景辐射的新探测

继COBE之后，WMAP的成功发射与探测结果将宇宙背景辐射的研究向前推进了一大步。它发射于2001年6月30日，原名微波各向异性辐射探测器(Microwave Anisotropy Probe)。后来，为了纪念著名物理学家和天文学家戴维·威尔肯森(David T. Wilkinson)，而改名为威尔肯森微波各向异性辐射探测器(Wilkinson Microwave Anisotropy Probe，简称 WMAP)。威尔肯森是美国普林斯顿大学物理系的教授，是COBE和WMAP的主要设计人之一，对宇宙背景辐射的研究成就卓著，在WMAP发射之后仅一年，于2002年9月患癌症去世。

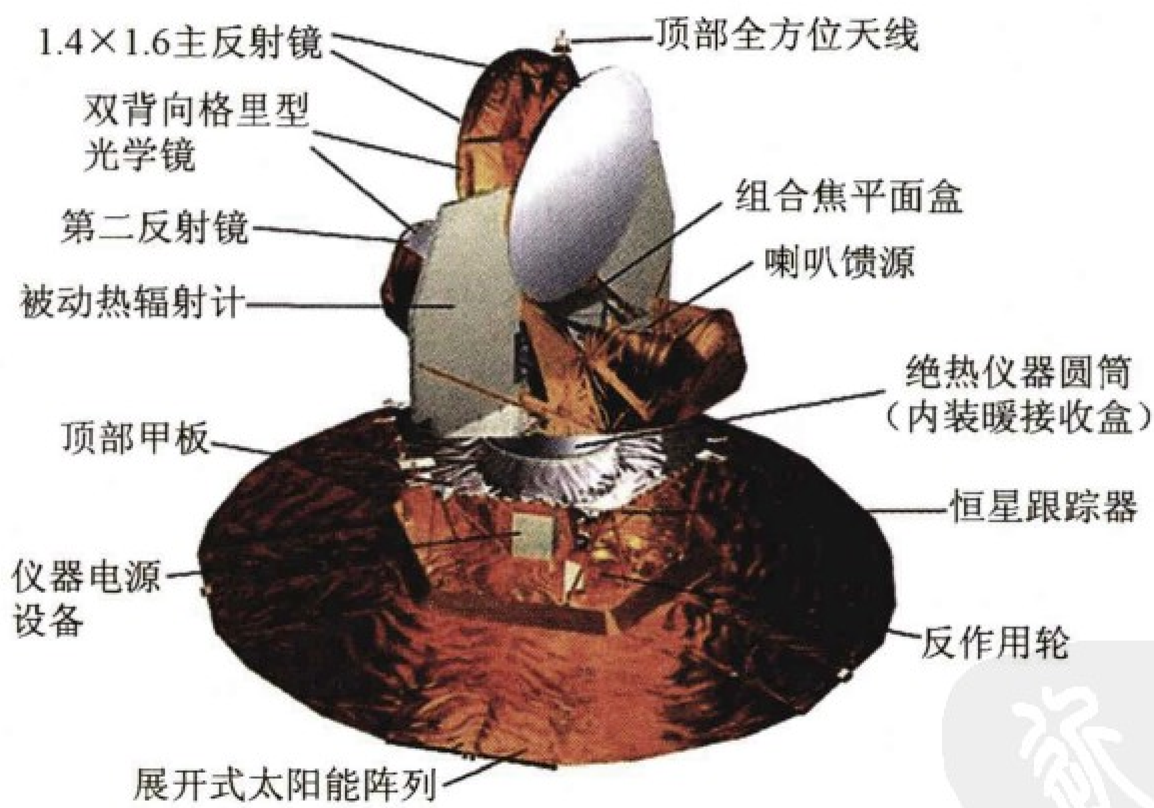


图6.8 WMAP的整体结构

为了实现WMAP对于宇宙背景辐射观测的稳定性，不受来自太阳或其他天体辐射的影响，其轨道位于日—地空间的第二个拉格朗日点，距地球150万公里。探测器则保持永远背向太阳、月球和地球，完全指向深空。每天可以扫描30%的天空，但由于是处在日地间的拉格朗日点，跟随地球绕太阳旋转，所以每6个月才能扫描一遍整个天空。图6.8是WMAP的整体结构。

WMAP 的观测波段及其测量精度如表 6.1 所列。

表 6.1　WMAP 的观测波段及仪器特性

频率(KHz)	22	30	40	60	90
波长(mm)	13.6	10.0	7.5	5.0	3.3
波段	K	Ka	Q	V	W
测量通道数	4	4	4×2	4×2	4×4
空间分辨率(全半宽,按度计量)	0.93	0.68	0.53	0.35	<0.23
灵敏度(μK,每 0.3°×0.3°单元测量值)	~35	~35	~35	~35	~35
接收器温度	被辐照后冷却至<95 K				
主镜面大小	1.4 m×1.6 m				
焦面视场	3.5°×3.5°				
指向精度	0.6°可控的(control),1.8″可识别的(Knowledge)				

WMAP 的接受系统与 COBE 相比有了很大的改进,它是由 10 个四通道的较差测量组合起来组成一个接收器系统,接收来自外部的辐射讯号。外部的光学系统是由 2 个反射望远镜组成,每一个望远镜都是由主镜和副镜组成。主镜是1.4 m(半短轴)×1.6 m(半长轴)的椭圆形抛物面,副镜为 0.9 m×1.0 m。99.5%的接收能量集中在 1 cm 直径的焦平面上,整个焦平面大小 15 cm×15 cm。几个频道分别是 K 波段(22 kHz),Ka 波段(30 kHz),Q 波段(40 kHz),V 波段(60 kHz)和 W 波段(90 kHz)焦平面图如图 6.9 所示。

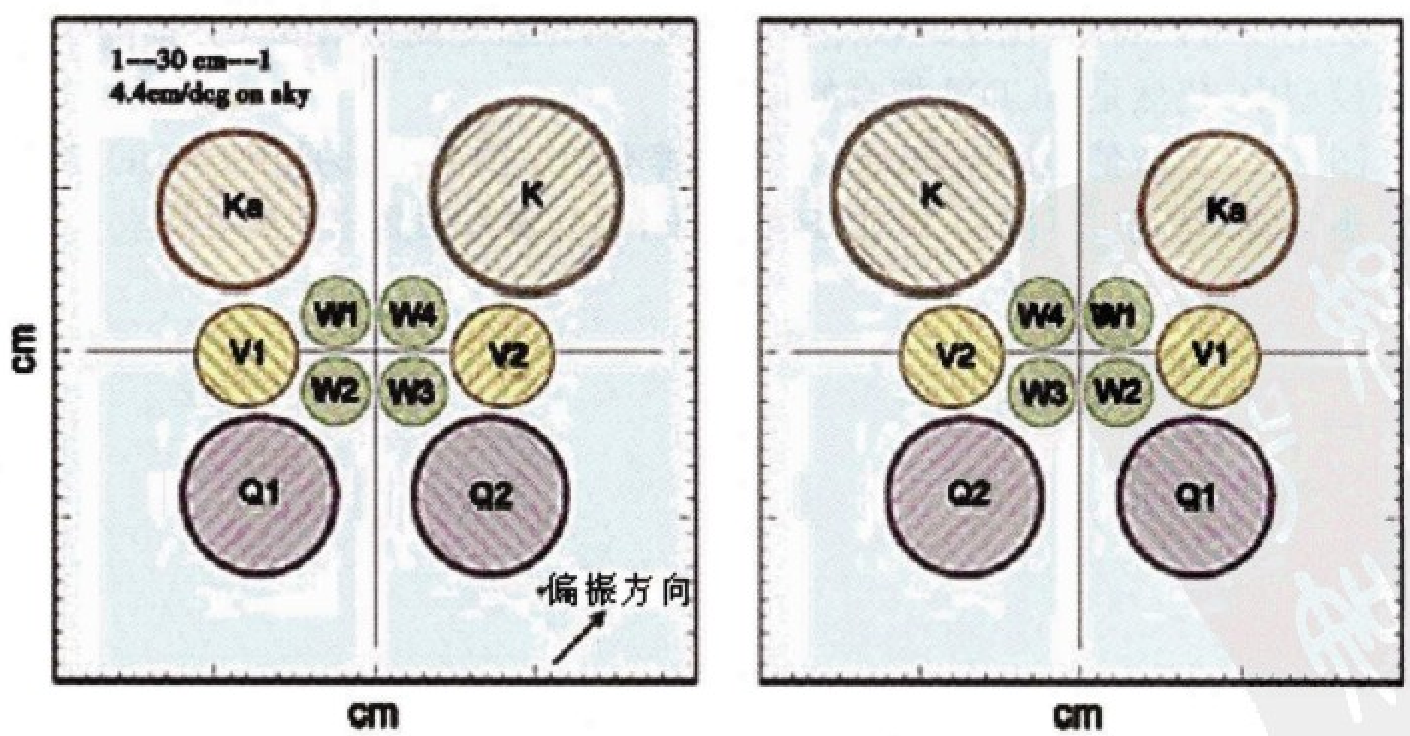


图 6.9　WMAP 的焦平面

WMAP 的测量灵敏度同样很高，在每 0.3°×0.3°的平方单元内，测量灵敏度达到约 35 毫度(μK)。在高银纬区，如果忽略掉来自银河系的影响，则可以达到约 20 毫度。

WMAP 和 COBE 一样，同样进行了宇宙背景辐射涨落的测定。图 6.10 是测量结果，采用的温度起伏量 ΔT 和尺度参数 l 与图6.4完全一样，只是多标出了与 l 对应的天空的真实尺度大小。

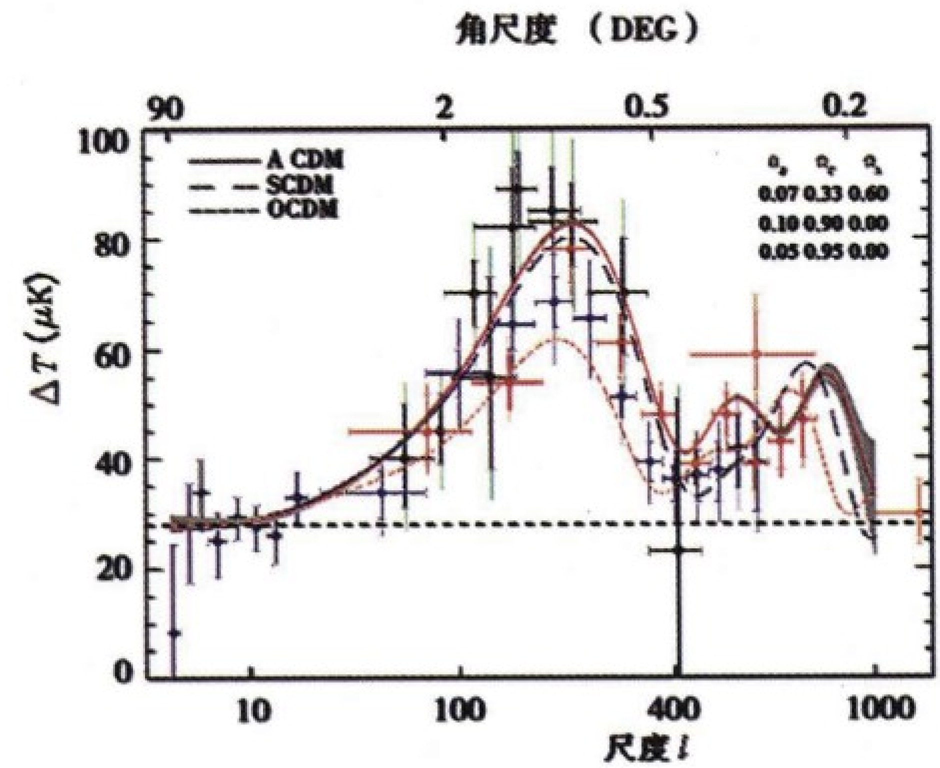
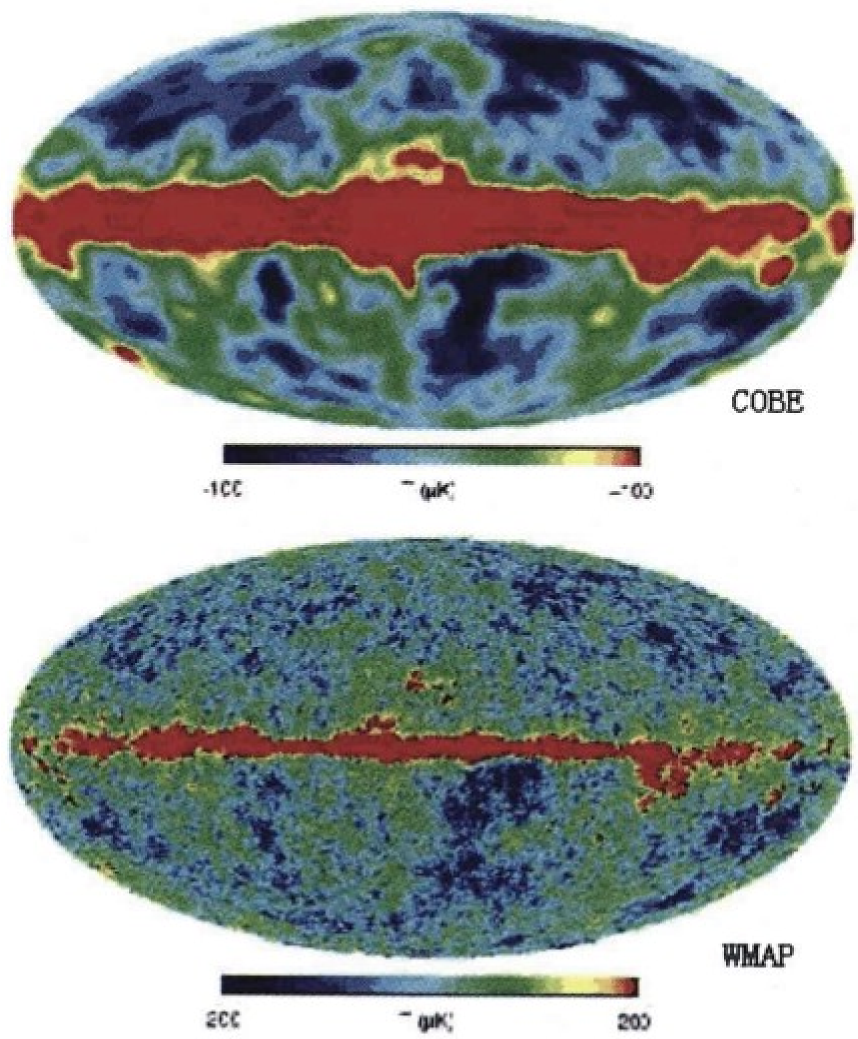


图 6.10　在不同尺度上的宇宙背景辐射涨落

从上图可以看出，测量的误差棒显著缩小，也就是测量精度大为提高。几种宇宙模型中，仍然是 ΛCDM 拟合的最好。

图 6.11 更清楚地说明 WMAP 的分辨本领。图中上部是由 COBE 测出的全天宇宙背景辐射，下部是 WMAP 的结果，其分辨本领高出大约 30 倍。



6.11　COBE 在 53GHz 的测量图(上)与 WMAP 在 W 波段的测量图(下)

图 6.12 则给出了 Q,V 和 W 3 个波段的测量结果,其中给出的强度起伏细节都与天空中已知的强辐射源对应的很好。

将 WMAP 的观测数据与目前已知的各种宇宙模型进行对比,不仅可以认定哪一种宇宙模型更正确,而且还可以定出各种宇宙学参数。但是,该拟合方法是一个十分复杂的计算程序,相应的宇宙学常数作为参数放在里面。我们在这里不可能对具体程序加以描述,只能从概念上给予解释。在 6.3 节的讨论中已经明确,从本质上,宇宙背景辐射的涨落是由于早期宇宙物质分布的涨落引起的。原初物质涨落可以用一个功率谱函数来表示

$$P(K)=AK^{n_s}$$

其中 $n_s \equiv \mathrm{dln}\, P/\mathrm{dln}\, K$

暴涨宇宙模型可以用一个游动谱指数(running spectral index)来描述,在这种情况下,原初物质涨落功率谱与大尺度谱指数相关,可以表示为

$$P(K)=P(K_0)^{n_s(K_0)+(1/2)(\mathrm{d}n_s/\mathrm{dln}\, K)\ln(K/K_0)}$$

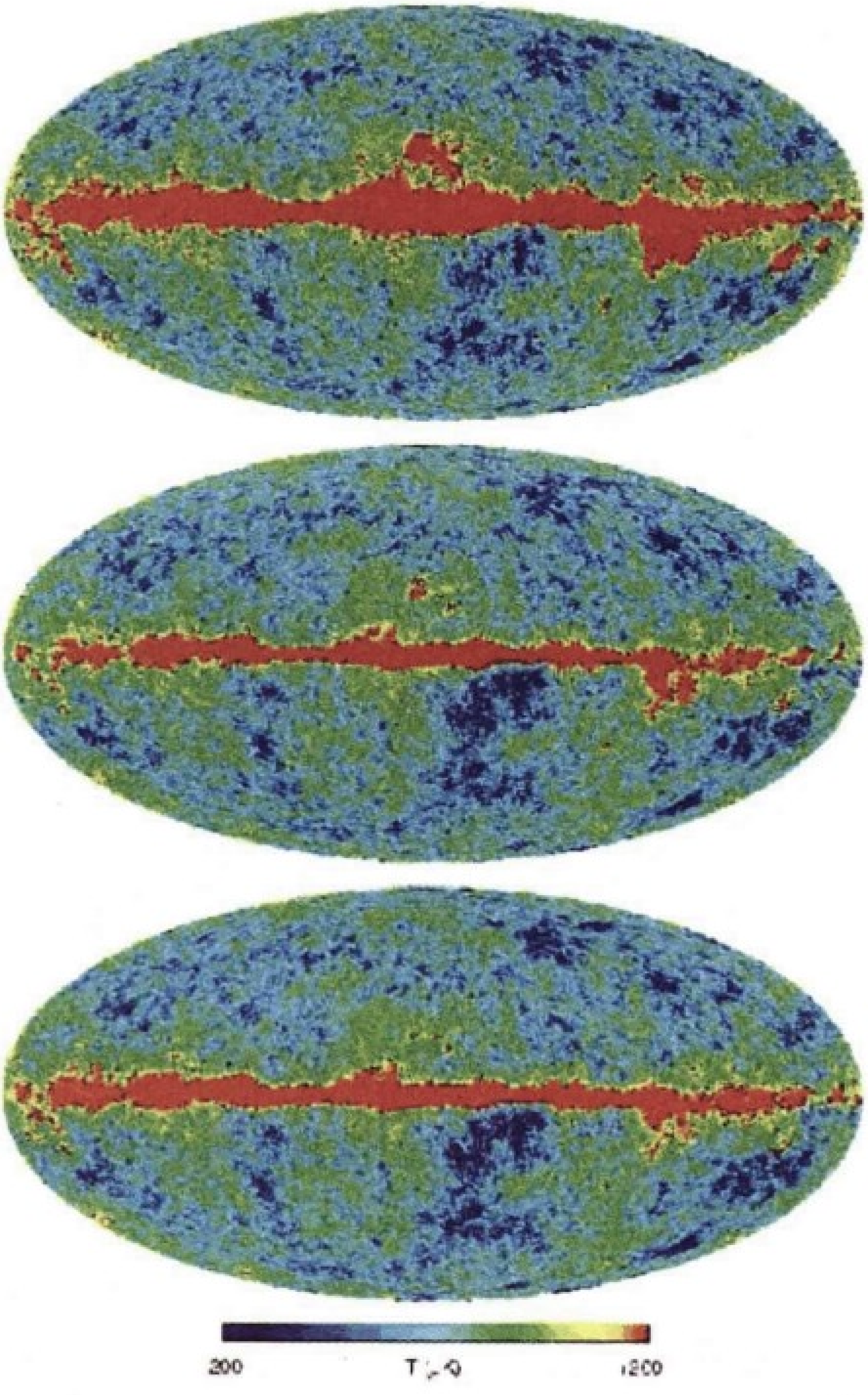


图 6.12 分别对应于 Q(上)V(中)和 W(下)波段的 WMAP 测量图

将该公式与观测谱拟合，便可得到相应的各参数值。

WMAP 的观测结果表明，宇宙中既存在着暗物质，也存在着暗能量。主要证据有三点：

(1) WMAP 在红移 Z=20 处探测到的再次电离(reionization)与存在大量的暖暗物质是不一致的。由于暖暗物质向小物体团快的转移过程太快，这样一来，在 Z=8 之前不会形成第一批天体。

(2)游动谱指数表明，在矮星系尺度上，物质涨落谱只具有小的振幅。用暗

物质模型模拟，发现暗物质密度轮廓在相应的质量尺度上依赖于该谱指数，因此，按最佳拟合模型得出的平滑的谱指数，有可能解决在 CDM 模型下暗物质晕的密度轮廓。

（3）WMAP 的观测数据于暗能量存在的各种物理特性广泛一致，结合哈勃空间望远镜（HST）对于 H_0 的测定，2 平方度视场（2dF）巡天星系的空间分布功率谱，以及 Ia 型超新星的观测，所有这些观测都要求暗能量必须达到宇宙总物质密度的 73％。

到目前为止，以 WMAP 的观测数据为主，得出了几乎所有的宇宙学基本参数。其中，值得强调的有以下几项。

原子物质密度或重子物质密度：

$$\Omega_b h^2 = 0.0224 \pm 0.0009$$

该数值与宇宙中元素丰度比 D/H 相一致，也表明大爆炸的核合成理论是正确的。

哈勃常数：由 $\Omega_m h^2$ 得出的哈勃常数值为

$$H_0 = 71 \pm 3.5$$

这与 HST 给出的

$$H_0 = 72 \pm 3$$

非常一致。最近，用引力透镜方法和 $S-Z$ 效应方法得出的哈勃常数值也是一致的。

宇宙年龄：

$$t_0 = 13.7 \pm 0.02\mathrm{Gyr}$$

即 137 亿年。该年龄与球状星团年龄（12 ± 1Gyr）以及核合成理论的年龄（15.6±4Gyr）基本是一致的。

表 6.2 是由 WMAP 给出的基本宇宙学参数。

表 6.2　由 WMAP 给出的基本宇宙学参数

宇宙学参数	代表符号	数值	误差上限	误差下限
总密度	Ω_{tot}	1.02	0.02	0.02
暗能量密度	Ω_{Λ}	0.73	0.04	0.04
核子密度	$\Omega_b h^2$	0.0224	0.0009	0.0009
核子密度	Ω_b	0.044	0.004	0.004
核子密度(cm^{-3})	nb	2.5×10^{-7}	0.1×10^{-7}	0.1×10^{-7}
物质密度	$\Omega_m h^2$	0.135	0.008	0.009
物质密度	Ω_m	0.27	0.04	0.04
中微子密度	$\Omega_\nu h^2$	<0.0076	95%CL	——
CMB 温度（K）	T_{cmb}	2.725	0.002	0.002
CMB 光子密度（cm^{-3}）	$n\gamma$	410.4	0.9	0.9
核子与光子比	η	6.1×10^{-10}	0.3×10^{-10}	0.2×10^{-10}
核子与物质比	$\Omega_b\Omega_m^{-1}$	0.17	0.01	0.01
退耦时的红移	zdec	1089	1	1
退耦的长度(FWHM)	Δzdec	195	2	2
哈勃常数	H_0	0.71	0.04	0.03
宇宙年龄(Gyr)	t_0	13.7	0.2	0.2
退耦的年龄(kyr)	t_{dec}	379	8	7
退耦的时间间隔(kyr)	Δt_{dec}	118	3	2
物质和能量相等时的红移	Z_{eq}	3233	194	210

第七章　星系的形成和演化

§7.1　星系的一般物理特性

在照相底片上，星系和恒星一般说来并不难区分。恒星都是点状的圆像，亮度集中；星系的像一般不规则，但更主要的特征是亮度的分布是弥散的，但河外星系和河内的星云单从形态上往往难以区分，因此，在历史上把两者都混称为星云。第一个将两者分开的是哈勃，他在早期的星系观测工作中做了大量的工作。

一、星系的分类

目前通用的星系按形态的分类方法称为哈勃分类法，它是由哈勃于 1926 年提出的，后来加以改进，在 1961 年出版的哈勃星系表（Hubble Atlas of Galaxies）中采用。

哈勃分类法将星系分为三大类：① 椭圆星系 E；② 旋涡星系 S；③ 不规则星系 I 或 Irr。

椭圆星系：常把其扁度标在后面，定义扁度为

$$n=10(a-b)/a \tag{7.1}$$

a 和 b 是半长径和半短径，一般将 n 分为 8 个等级：0，1，…，7，分别写成 E0，E1，…，E7。需要指出的是，我们看到的只是视扁度，真扁度由于短轴的取向不清楚而无法确定。

旋涡星系：旋涡星系有两类。一类是普通旋涡星系，根据星系核的相对大小和旋臂的展开程度又依次分为 Sa，Sb 和 Sc；另一类星系核呈棒状或椭圆状，是棒旋星系，同样地也分为 SBa，SBb 和 SBc。改进的哈勃分类又增加了一些次

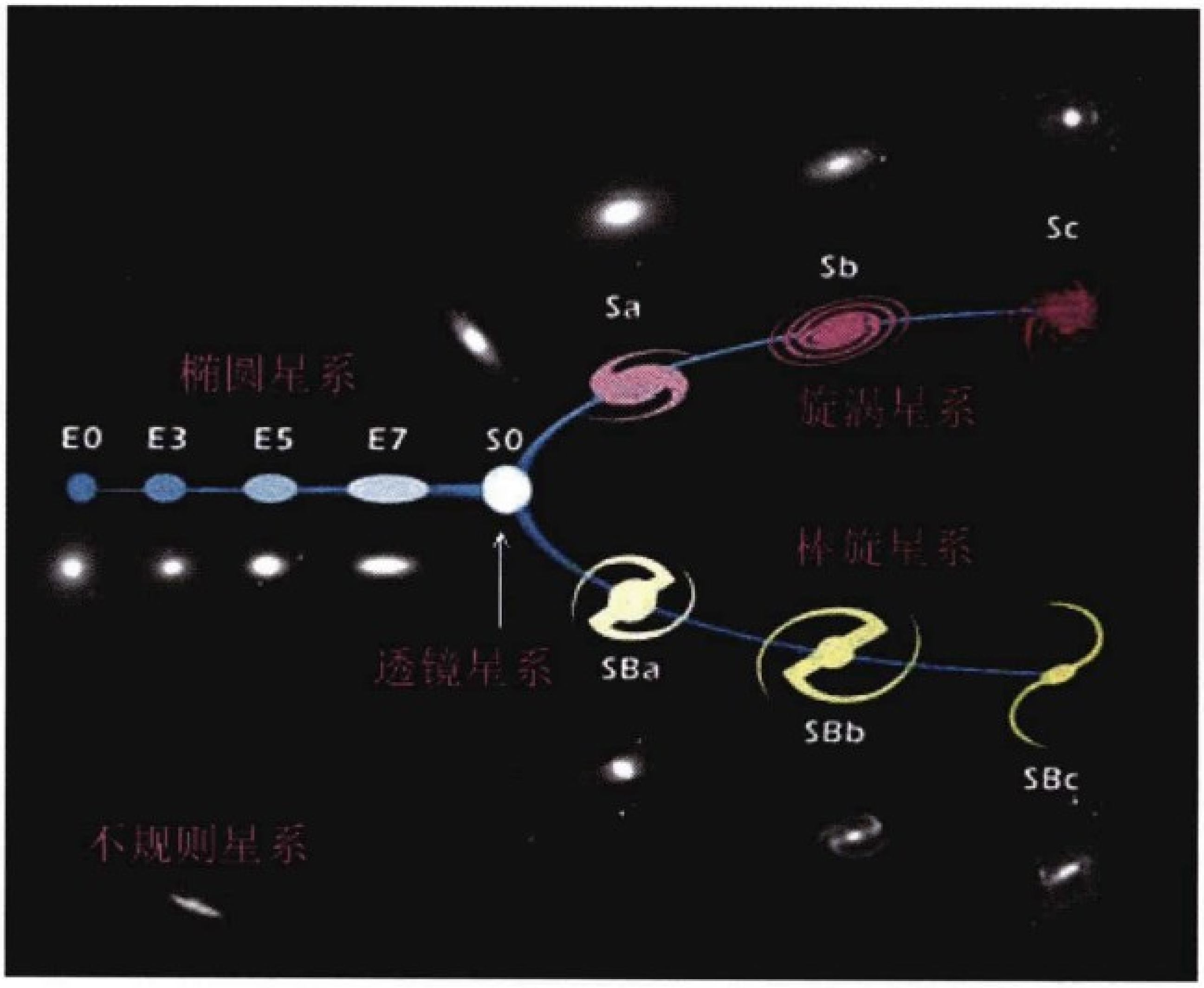


图 7.1　星系的哈勃分类图。每一种类型的星系，都相应地给出了真实图片

型，比 Sc 更散开的旋涡星系称为 Sd，接近不规则星系的称为 Sm。此外，还可以增加一些过渡的次型，如 Sab，Scd 等。

不规则星系：不规则星系又分为两类。IrrⅠ：星系显示出撕裂状，表面亮度低，没有明显的旋臂或核的结构。IrrⅡ：完全不规则。

图 7.1 给出了哈勃分类的示意图，哈勃的分类方法是按星系的表面形态区分的，那么，它有没有演化上的意义呢？是不是星系的演化方向是从椭圆星系 E0 逐步演化为旋涡星系，或者反过来，从旋涡星系演化为椭圆星系的呢？这是一个很有趣的问题。研究表明，这两种演化途径似乎都不成立。最大的困难在于，椭圆星系的质量跨越了很大的幅度，从最大质量的星系到最小质量的星系；而旋涡星系的质量范围却很小。看来，形成椭圆星系或旋涡星系与星系前物质的初始物理状态关系紧密，主要取决于云块物质的初始质量和初始角动量。

二、星系的光度分布

有视面天体的光度分布难以用准确的数学形式来表示。对于椭圆星系，一般可表示为

$$I=\frac{I_0}{(r/a+1)^2} \tag{7.2}$$

其中，I 为单位面积的光强度，I_0 是中心的光强度，r 是到中心的距离，a 是选择的尺度因子。观测表明，该表达式一直到 $r/a=14$ 仍然是相当准确的。

对于旋涡星系，中心部分的光度分布和椭圆星系接近，外盘部分可以表示为

$$I=I_0 e^{-\alpha r} \tag{7.3}$$

α 为一常数。至于旋臂部分，由于结构各异，无法用统一的公式描述。

星系总光度也是一个有用的参量，它对应于星系的累积视星等。总光度是将强度按面积积分而得到

$$L_T=\int I\mathrm{d}s \tag{7.4}$$

三、星系的质量和质光比

星系的质量是描述星系的最重要物理量之一。星系的质量范围跨度极大，从 $10^5 M_\odot$ 的矮星系，一直到 $10^{13} M_\odot$ 以上的巨椭圆星系。由于仪器灵敏度的不断提高，近年来越来越多的暗弱星系被发现。

星系的质量 M 与光度 L 之比，称为质光比 M/L，它对于了解星系的组成成分、分类特征和物理本质是一个重要的参量。表 7.1 列出了各种主要类型星系的质光比，其单位为 $(M/M_\odot)/(L/L_\odot)$。

表 7.1　星系的质光比

星系类型	星系的质光比	星系类型	星系的质光比	星系类型	星系的质光比
E	20～40	Sba，Sa	10～13	SBc，Sc	<10
So	10～15	SBb，Sb	约 10	Ir	约 3

对于一个星系来说，也可以测量其从中心到外部的 M/L 的变化，这对于了解星系本身的结构是很有意义的。对于旋涡星系，一般认为存在着一个延伸的晕，这样，M/L 应该向星系的外部增加，表明晕中存在着低光度的恒星，以及一些不可视的物质。

将质光规律用于非正常星系，即活动星系核，也许会揭示出一些重要的物理规律，可惜，这仅仅是作者的猜想，有待进一步的研究去证实。

四、星系的自转

测量星系的自转主要是通过谱线的多普勒位移，适宜做自转测量的星系必

须是侧向观测者(edge-on)的星系或接近于侧向的。将摄谱仪的狭缝位置放在星系的边缘上,即星系的长轴方向上,由于自转效应,星系边缘的一半朝向观测者运动,另一半远离观测者运动,因此,所拍下的光谱便向一边倾斜,根据倾斜的多少,便可以测出沿星系长轴各点的旋转速度。

用于测量星系自转的谱线可以是吸收线,例如 CaII 的 H 和 K 线,以及巴尔末线。对于椭圆星系和 So 及很多 Sa 星系,往往没有明显的发射线,只能用吸收线来测量;而对于具有发射线的星系,利用发射线要比吸收线容易测量。

测量星系自转的另一种手段是利用中性氢的 21 cm 谱线,由于中性氢在星系中分布广泛,用该方法可以测量出距星系中心更远的距离。

自转的测量结果表明,大多数星系的自转曲线图(如第四章中图 4.6 所示),同银河系的自转曲线类似。在星系的核心部分,自转受中心引力支配,呈牛顿式的引力和离心力平衡;在远离核心部分,似乎应该是满足质点绕中心运动的开普勒式运动。但事实上,所有的自转曲线都呈现平滑状态,不再随距离明显增加。其原因是在星系的外部存在着不可视物质,尤其是尘埃和气体的阻尼作用,我们在第四章讨论星系中的暗物质时曾做过讨论。



图 7.2　仙女座大星云,又称 M31 是邻近银河系的最大旋涡星系。哈勃于 1924 年在该星云中找到了造父变星,从而确定它是一个河外星系,开拓了人类对宇宙认识的视野,M31 和银河系的结构相似,是研究银河系的最佳借鉴者

§7.2　从均匀到不均匀——金斯不稳定性

在讨论宇宙的热历史中已经提到，随着宇宙的膨胀，辐射温度不断降低，因而辐射能的密度不断减小。但另一方面，在宇宙中的基本粒子数却是守恒的，基本粒子数包括：重子总数、轻子总数和电荷总数。因此，如式(7.5)所示：

$$\frac{\rho_r}{\rho_m} \propto \frac{1}{R} \tag{7.5}$$

在宇宙膨胀过程中，辐射密度的减少速度要比物质密度的减少速度来得快。大约到了 5×10^5 年，宇宙中的物质密度开始和辐射密度相等，而到了 7×10^5 年，宇宙进入复合期，变为以物质为主。进入复合期后，物质和辐射不再强烈地耦合在一起，因此，复合有时也称之为退耦(decouple)。退耦之后，物质粒子之间的引力开始起作用，引力的作用是使粒子聚集起来。与之相反的作用是压力，压力的作用是把粒子"吹散"开来。压力包括辐射压力和气体压力。在复合之后，辐射压力的影响减小，只需考虑引力和气体压力的平衡问题。

这时，如果把宇宙看作是一个气体均匀充满的空间，在这样的空间中，有可能出现小的微扰，引起局部密度增加。密度的增加会使局部的引力增强，进一步吸收更多的粒子，从而使引力进一步增强。这样下去，便可能破坏了气体分布的均匀性，这种现象称为引力不稳定性。早在 1902 年，英国天文学家金斯(Jeans)便研究了这一问题，因而又常称为金斯不稳定性。

让我们从最简单的情形出发来讨论金斯不稳定性。考虑一个半径为 r，质量为 M 的球体，其表面一个粒子的势能为

$$U=G\frac{Mm}{r} \tag{7.6}$$

其中，G 为引力常数，m 为粒子的质量，若球体内的物质均匀分布，密度为 ρ_0，则

$$U=\frac{4}{3}\pi Gm\rho_0 r^2 \tag{7.7}$$

另一方面，粒子具有一定的动能 T，

$$T=\frac{1}{2}mV_c^2 \tag{7.8}$$

要想维持粒子处于平衡，需要 $T=U$。因此，由上两式得到粒子的速度为

$$V_c=\sqrt{\frac{8\pi G\rho_0}{3}}r \tag{7.9}$$

如果把球体看成是由于微扰形成的，则 V_c 来自微扰传播的声速 C_s，当 $V_c=C_s$ 时，相应的球半径 r 便称为金斯波长。由上式便得到金斯波长 λ_J 为

$$\lambda_J=r=\sqrt{\frac{3}{8\pi G\rho_0}}C_s \tag{7.10}$$

处于金斯波长内的质量便称为金斯质量 M_J，

$$M_J=\frac{4}{3}\pi\rho_0\lambda_J^3 \tag{7.11}$$

由式(7.10)可以看出，金斯波长 λ_J 的大小取决于气体的初始密度和微扰传播的局部声速。

更准确的金斯波长是通过解波动方程得到的。将密度微扰看成是一个波，频率为 ω，波数为 K，则在 ρ 等于常数的情况下，如下的色散关系成立

$$\omega^2=K^2C_s^2-4\pi G\rho \tag{7.12}$$

该式是 1902 年由金斯首先得出的。微扰能够维持和传播的条件取决于方程右端为正或为负，其临界条件为 $\omega=0$，这时

$$K_J^2=\frac{4\pi G\rho}{C_s^2} \tag{7.13}$$

用波长表示

$$\lambda_J=\frac{2\pi}{K_J}=\sqrt{\frac{\pi}{G\rho}}C_s \tag{7.14}$$

上式是准确的金斯波长，与式(7.10)相比，仅差了一个常数因子。

当所考虑的球体内的质量 $M<M_J$ 时，微扰不能增长，粒子的分布将重新回到均匀状态；反之，若 $M>M_J$，则出现金斯不稳定性，微扰会继续增加。同样的讨论适用于 λ_J，当微扰波长小于 λ_J 时是稳定的，大于 λ_J 则出现不稳定。

我们感兴趣的是在宇宙膨胀过程中，各个时期金斯质量的大小，从而判断在什么时间会出现金斯不稳定，能够导致天体的形成。

将式(7.14)代入式(7.11)，并考虑到 $\rho_0=m_Hn$，m_H 是质子的质量，n 是重子的数密度，则

$$M_J=\frac{4}{3}\pi m_H n\left(\frac{\pi}{G\rho}\right)^{3/2}C_s^3 \tag{7.15}$$

在复合期之前，上式中的局部密度需要考虑辐射能的影响，代之

$$\rho=\rho_0+\frac{P}{c^2} \tag{7.16}$$

其中 P 是压力，于是

$$M_J=\frac{4}{3}\pi m_H n\left[\frac{\pi}{G(\rho_0+P/c^2)}\right]^{3/2}C_s^3 \tag{7.17}$$

局部声速在等熵的情况下为

$$\frac{1}{C_s^2}=\left(\frac{\partial\rho}{\partial P}\right)_s=\left[\frac{\partial(\rho_0+P/c^2)}{\partial P}\right]_s \tag{7.18}$$

在复合期之前，当温度 $10^{10}\geqslant T\gg 1000$，宇宙的状态方程可以写为

$$U=m_H nc^2+aT^4 \tag{7.19}$$

$$P\approx P_{rad}=\frac{1}{3}aT^4 \tag{7.20}$$

其中 U 为能量密度。为了估计 C_s 的大小，需要考虑每个重子的熵 S。在这一时期，宇宙中没有任何能源，膨胀可以视为绝热的。在这种情况下，由热力学第一定律可以得到

$$S=\frac{U+P}{nT}\approx\frac{4aT^3}{3n} \tag{7.21}$$

在宇宙膨胀过程中，$T^3\propto n$，因此，S 可以保持是常数。由式(7.18)、式(7.19)和式(7.21)，可以给出

$$C_s^2=\frac{1}{3}\left(\frac{TS}{TS+m_H c^2}\right) \tag{7.22}$$

将上式代入式(7.15)，得

$$\begin{aligned}M_J&=\frac{4\pi}{3m_H^2}\left(\frac{\pi}{3G}\right)^{3/2}\left(\frac{3}{4a}\right)^{1/2}\frac{S^2}{(1+TS/m_H c^2)^3}\\&\approx 9.0\left(\frac{S}{K}\right)^2\left(1+\frac{TS}{m_H c^2}\right)^{-3}M_\odot\end{aligned} \tag{7.23}$$

其中 $S/K=\sigma$，相当于一个重子的辐射熵

$$\sigma=\frac{S}{K}=\frac{4aT^3}{3Kn}\approx 10^8\sim 10^9 \tag{7.24}$$

若取 $\sigma=10^9$，则式(7.23)最后得到

$$M_J=\frac{9\times 10^{18}M_\odot}{(1+9.2\times 10^{-5}T)^3}\approx 1.2\times 10^{13}M_\odot/T^3 \tag{7.25}$$

可以看出，在辐射为主时期，金斯质量随着温度 T 的下降，按 T^3 增加，一直到 10^4 K，重子的压力开始起重要作用时为止，这时金斯质量达到 $9\times 10^{18}M_\odot$。

复合期之后，辐射压力可以忽略，状态方程为

$$U = m_H n c^2 + \frac{3}{2} n k T \tag{7.26}$$

$$P = nkT \tag{7.27}$$

声速也简化为

$$C_s^2 = \gamma(P/\rho) = \gamma(kT/m_H) = \frac{5}{3}(kT/m_H) \tag{7.28}$$

其中 $\gamma = 5/3$ 为绝热因子。

于是，金斯质量变为

$$\begin{aligned} M_J &= \frac{4}{3}\pi m_H n \left(\frac{5\pi kT}{3m_H G}\right)^{3/2} \left(m_H n c^2 + \frac{5}{2} nkT\right)^{-3/2} \\ &\approx \frac{4}{3}\pi m_H n \left(\frac{5\pi kT}{3m_H G}\right)^{3/2} \left(\frac{1}{m_H n c^2}\right)^{3/2} \end{aligned} \tag{7.29}$$

即

$$M_J \propto T^{3/2} \tag{7.30}$$

在复合期刚开始时，$M_J \approx 3.2 \times 10^6 M_\odot$。之后，随温度的下降而迅速下降。图

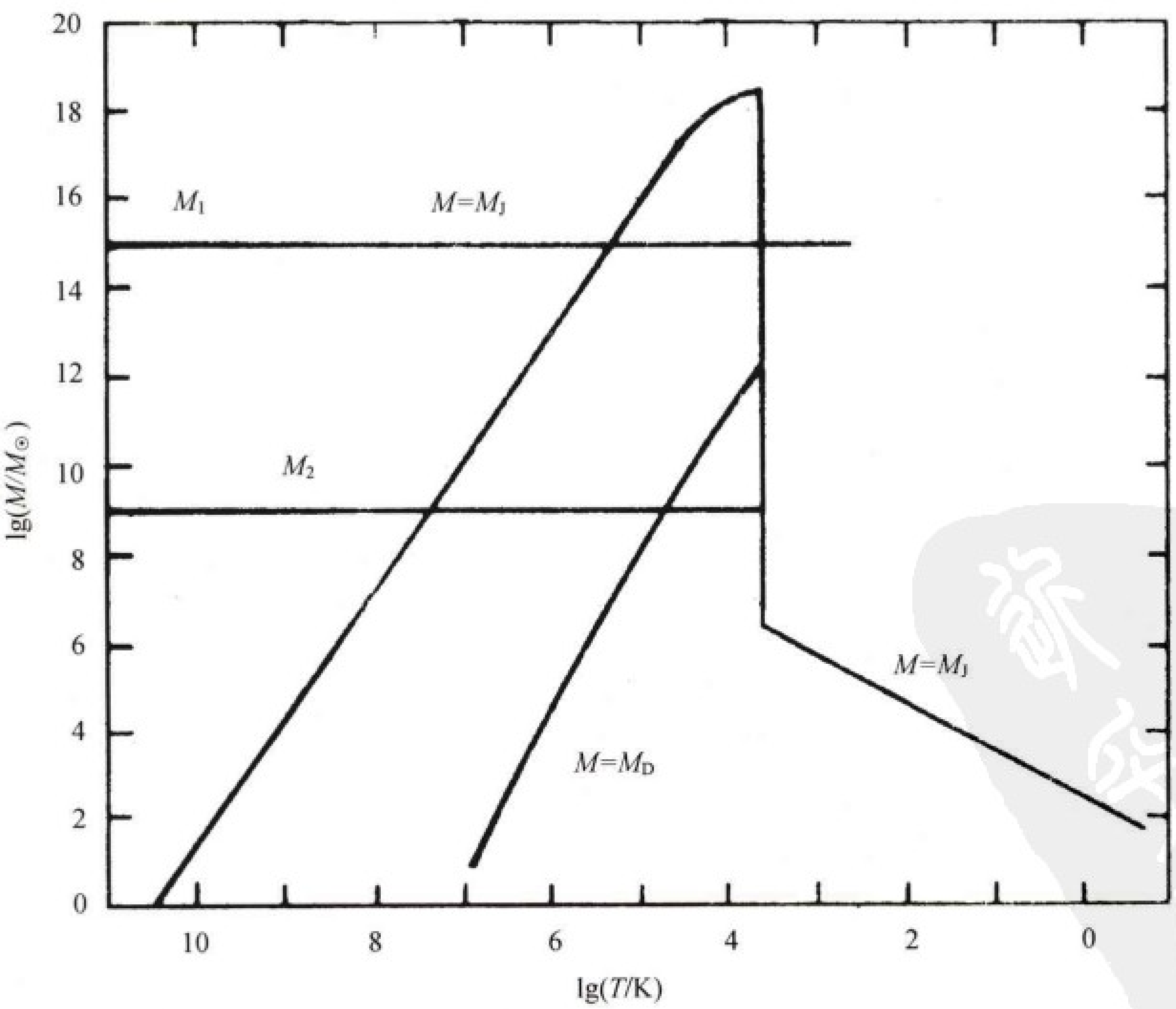


图 7.3 在宇宙膨胀过程中金斯质量随温度的变化

7.3 给出了金斯质量随温度的整个变化，即图中的 $M=M_J$ 曲线。$M=M_D$ 表示微扰被阻止的曲线，即当微扰质量 $M<M_D$ 时，微扰将被衰减，重新回到均匀分布的状态。

如果考虑两个特征质量：$M_1=10^{15}M_\odot$ 和 $M_2=10^9M_\odot$，对于质量为 M_1 的团块，当温度降到 $T=10^{5.5}$K 时，其质量便停止增加，因为它开始小于金斯质量；但它维持到复合期时，便远远超过金斯质量，因此便有可能形成星系或星系团。而对于质量为 M_2 的团块，由于已经处在微扰被阻止的曲线质量之下，因此这种微扰团块会被衰减掉，重新回到均匀状态，形不成星系。

§7.3　星系的形成过程

由 7.2 节的讨论可以看出，星系形成的原因是由于引力不稳定性，或称为金斯不稳定性造成的。形成时期一定是在复合期之后，原因是复合期之后，物质和辐射不再耦合在一起，决定金斯质量的重要参数之一——声速，由复合前的接近于光速突然下降到只有每秒几公里。相应地，金斯质量由 $10^{16}\sim10^{18}M_\odot$（取决于目前的宇宙平均物质密度值 ρ_0）突然下跌到只有 $10^5\sim10^6M_\odot$。这样一来，在复合期之前形成的物质团块，便远远超过了金斯质量。于是，这些巨大的物质团块便不再随宇宙膨胀，而是在引力的作用下塌缩，塌缩的结果便形成星系、星系群、星系团或超星系团。

复合前的巨大物质团块是如何聚积起来的呢？这是一个相当复杂的过程，目前还没有肯定的结论，原则上，先出现密度微扰，如果把密度微扰用 δ 来表示，

$$\delta=\delta\rho/\rho \tag{7.31}$$

则微扰随时间的增长速度近似地服从指数规律

$$\delta(t)=\delta(0)e^{\lambda t} \tag{7.32}$$

式中 λ 是一个和物质密度有关的常数，而且在宇宙不同的膨胀时期，λ 取不同的值。

至于微扰出现的时间，可能追溯到非常之早，大约在普朗克时期（$t_P=10^{-43}$s）就已经有微扰存在了。但作为对形成星系有直接意义的物质密度微扰，应该是在原子形成之后。微扰的增长过程目前主要存在着下述两种理论。

一、等温微扰理论

这一理论主要是由皮普斯（Peebles 1965）提出的。等温理论认为，微扰内部

的温度和周围宇宙的温度是相等的。做到这一点,依靠光子在整个微扰过程中保持在空间中均匀分布和自由运动。

在最初的物质分布中,任何等温微扰在复合期之前都不发展,仅随着宇宙一起膨胀。但在复合期之后,所有比金斯质量大的微扰都开始增长。当形成密集的凝聚体之后,有两种相反的作用同时进行,一方面,有些凝聚体碎裂为小的凝聚体,小凝聚体最终形成恒星;另一方面,有些凝聚体继续吸积物质,变得愈来愈

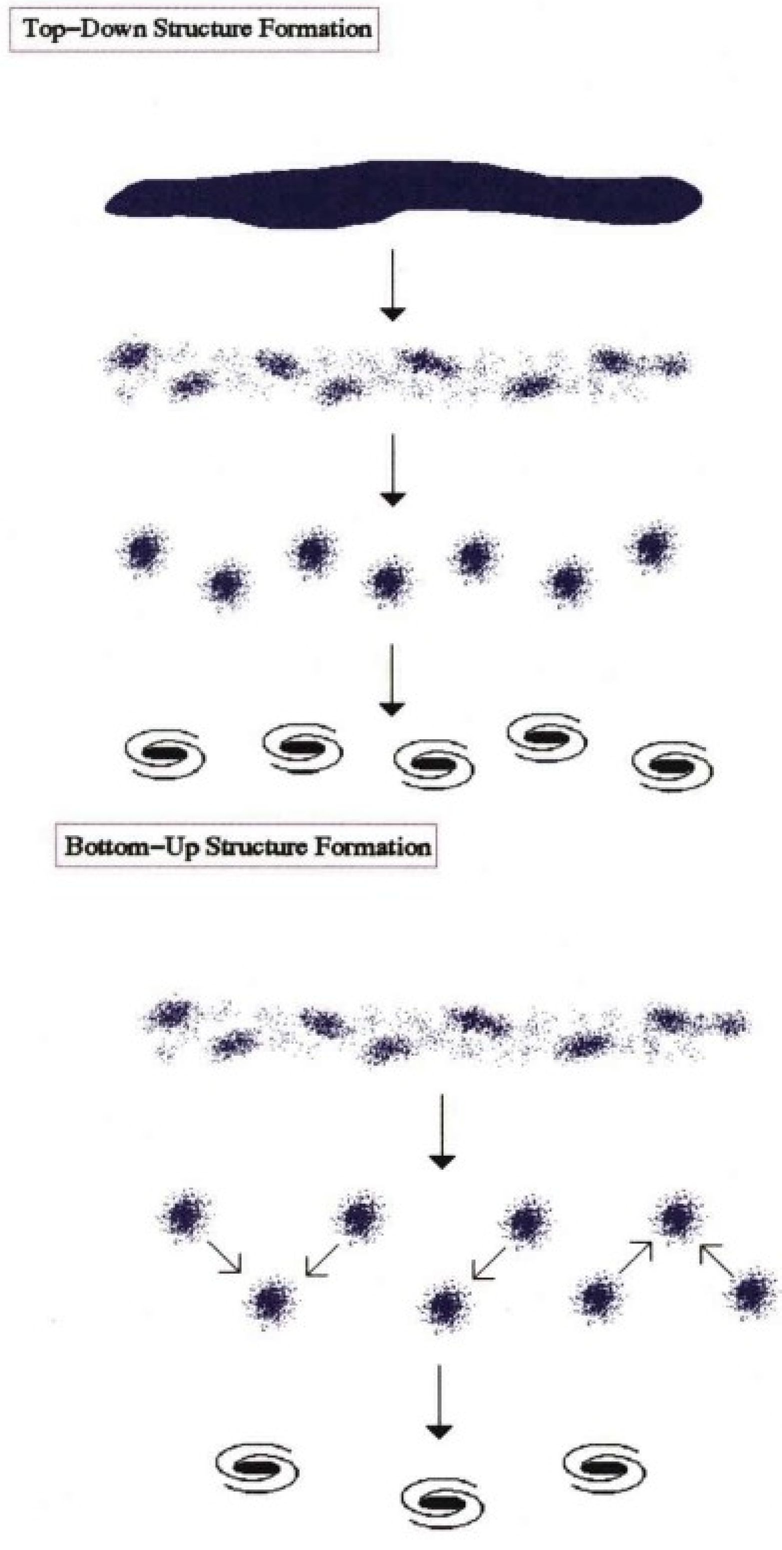


图 7.4　形成星系的两种主要演化模式,由大到小(上)和由小到大(下)

大，从而形成星系、星系群或星系团。凝聚体的尺度愈大，形成天体的时间愈长。星系形成的时间一般比较长，大约需要 3×10^8 年，在这么长的时间内，星系中的物质会充分地混搅。对于超大的凝聚体，则有可能没有完全塌缩，因而还没有完全进入到最后的阶段。

这一理论在两方面得到了支持。第一，由皮普斯本人和他的合作者所完成的星系空间分布资料表明，从星系群到星系团没有严格的区分尺度，也就是说，形成星系的凝聚体可以是各种尺度的，没有一定的限制；第二，数值模拟计算表明，在空间均匀分布的点（每个点代表一个星系），当空间像宇宙一样膨胀时，点的分布会趋于成团，而且团的尺度会增大。

这一理论还可以解释星系分布上的“空洞”现象，即星系大尺度分布上出现的一些空隙区域，这是由于最初的不均匀分布出现以后，随着宇宙的膨胀，一方面凝聚体收缩变小；而另一方面，空隙区增大，从而形成空洞。

等温微扰理论是由冷物质形成天体，属于冷暗物质模型（CDM）。

二、绝热微扰理论

绝热微扰理论和等温微扰理论是两个极端。根据绝热理论，微扰区内部的光子与重子之比是不变的，即辐射与物质之比是一定的。在微扰区内外没有热交换，微扰区内部的温度单独升高。这一理论主要是由泽尔多维奇（Zeldovich 1970）及其合作者提出的。

根据绝热微扰理论，小的凝聚体在复合期之前无法维持下去，由于其质量小于金斯质量，与周围介质的黏滞作用被瓦解掉。只有质量超过 $10^{13}M_\odot$ 的凝聚体才能维持到复合期。到了复合期之后，由于这些凝聚体的质量远远超过金斯质量，便会迅速地塌缩形成星系。

由于到了复合期只能剩下超大的凝聚体，因此，首先形成的是超团结构。之后，超团分裂，再形成尺度小的星系群和星系。由此可见，其形成顺序是由大到小，和等温理论刚好相反。首先形成的超团形状并不是球状的，而是扁平的，像“饼”一样，因此这一理论也常被称为“饼理论”。“饼”分裂为星系群和星系团，再分裂为星系，这段时间大约需要 1×10^9 年，恒星是在星系的形成过程中最后形成。

绝热微扰理论可以从星系的空间分布得到有力的支持。如果分析大尺度上星系的空间分布，会发现许多延伸的网状结构，这些网状结构正是最初的“饼”叠加而成的，数值模拟计算也可以得到类似的结构。

绝热微扰理论要求形成星系的物质是高温的，因此属于热暗物质模型（HDM）。

那么，上述两种流行的关于星系形成的理论，哪一种更符合实际呢？第一，根据两种模型模拟星系的空间分布，所得图像都和实际观测结果基本符合，但是，由于是数值性模拟，难以就此做出结论性判断；第二，宇宙背景温度的起伏，绝热微扰理论预言微波背景辐射温度的均方起伏值为

$$\frac{\delta T}{T}=\begin{cases}10^{-3.5}, & \Omega_0=1, \quad H_0=50\\ 10^{-2.8}, & \Omega_0=0.1, \quad H_0=50\end{cases} \tag{7.33}$$

而等温理论的预言为

$$\frac{\delta T}{T}=\begin{cases}10^{-4.8}, & \Omega_0=1, \quad H_0=75\\ 10^{-4.0}, & \Omega_0=0.2, \quad H_0=75\end{cases} \tag{7.34}$$

目前的观测数值表明，背景温度的起伏值为

$$\frac{\delta T}{T}\leqslant 5\times 10^{-5} \tag{7.35}$$

可见，绝热微扰理论预言的数值相差较大。

目前看来，两种理论都存在问题。首先，宇宙中的物质绝不仅仅是核子物质。正如我们在第四章讨论过的，核子物质所占的比例很可能小于非核子物质所占的比例。因此，在讨论任何一种星系起源理论，都必须考虑非核子物质的作用；

其次，观测宇宙背景辐射的温度微扰都小于两种理论的预言值，温度微扰是和物质密度微扰联系在一起的，例如，在绝热情况下，近似的有

$$\left(\frac{\delta T}{T}\right)=\frac{1}{3}\left(\frac{\delta \rho}{\rho}\right) \tag{7.36}$$

要想实现微扰的增长，要求 $\delta T/T>10^{-3}$。这显然与观测相矛盾；

最后，苏尼阿耶夫和泽尔多维奇曾得到一个很重要的结果，无论是对于绝热微扰过程，还是等温微扰过程，其温度起伏的均方根可以表示为

$$\left\langle \left(\frac{\delta T}{T}\right)^2 \right\rangle^{1/2}=2\times 10^{-5}\left(\frac{M\Omega_0^{1/2}}{10^{15}M_\odot}\right)^{1/2}(1+Z_0) \tag{7.37}$$

对于 $M\geqslant 10^{15}\Omega_0{}^{-1/2}M_\odot$ 的物质团块，Z_0 对应于 $\delta\rho/\rho=1$ 时的红移值，这与观测到的纯核子物质的起伏值仍然相差很多。

新的努力方向似乎是加入更多暗物质的冷暗物质模型，尤其是必须加入代表真空中物质的 Λ，进而改造成为带有 Λ 的冷暗物质模型（ΛCDM）。从理论模型上，虽然能与观测数据符合的更好，但 Λ 的物理本质仍然无法得到解释。

星系形成的第二步是由原星系演化为星系。星系形成之前的凝聚体或物质团块被称为原星系（protogalary），原星系的质量一般说来要比形成的星系的质量大很多。过了复合期之后，由于原星系的质量远远超过金斯质量，原星系便不

再随宇宙的膨胀而膨胀，而是在引力的作用下塌缩。事实上，这时的引力塌缩不再受到任何阻力，物质将以自由落体的时间塌缩，平均说来，塌缩时标大约是3×10^8年，体积大的原星系塌缩的时标会更长些。

原星系主要是由气体组成的，气体在塌缩过程中同时形成许多更致密的原星体，这些原星体便演化为恒星。恒星的生成速率取决于初始的物质密度以及原星系内部物质的无规运动速度。初始密度愈高和无规速度愈大，则恒星形成的速率愈快。早期形成的恒星称为星族Ⅱ，星族Ⅱ主要是由氢和氦组成的。晚形成的恒星称为星族Ⅰ，星族Ⅰ恒星会有更多的重元素，星族Ⅱ的年龄比星族Ⅰ的年龄要老。

由原星系形成的星系主要有3类：椭圆星系、旋涡星系和不规则星系。一般来说，椭圆星系的质量最大，旋涡星系次之，不规则星系最小。演化速率最快的是椭圆星系，当椭圆星系形成时，原星系的气体几乎都形成恒星，星际介质已所剩无几。因此，椭圆星系几乎全是由恒星组成，这些恒星属于星族Ⅱ。在结构上，椭圆星系的中心密度很高，其密度的变化与到中心距离的立方成反比，$\rho\propto R^{-3}$。

气体密度相对低的原星系，塌缩的速度会慢一些。一部分气体在塌缩的过程中可能还来不及形成恒星，这些物质形成一个和星系自转轴垂直的平盘，称为星系盘，星系盘的外部会形成旋臂。星系盘上的恒星形成的速率要慢很多，而旋臂中仍然残存着大量的气体，这样形成的星系便是旋涡星系。因此，旋涡星系主要由两部分组成：核和旋臂。核心部分和椭圆星系类似，主要是由年老的星族Ⅱ组成，旋臂部分是由年轻的星族Ⅰ和星际介质组成。

不规则星系的形成过程可能和椭圆星系及旋涡星系有很大的不同，在其演化过程中也许有一些灾变过程。

英国天文学家瑞斯(Rees 1977)认为存在着星族Ⅲ，星族Ⅲ天体存在于星系的所谓晕(halo)中。尤其是旋涡星系，除了星系核和旋臂之外，还存在着一个呈球状结构的庞大的晕。而星族Ⅲ天体便分布在这些晕中，星族Ⅲ天体被认为是在星系形成之前形成的，即在原星系阶段形成的。星族Ⅲ天体的重元素含量比星族Ⅱ还少，其年龄是最老的天体。

星系本身的形成理论目前正处于研究阶段，除上述的理论之外，还存在着一些其他的观点，例如，有人认为恒星的形成时间普遍在星系形成之前；也有人认为，星系的碰撞或湮没对形成不同类型的星系起着重要的作用……但所有这些理论往往只能解释部分问题，而在另外的问题上仍然存在着困难。

§7.4 星系质量的测定

鉴于确定星系质量的重要性，目前发展了多种方法来测定星系的质量。

一、自转质量

在前面讨论星系的自转时，曾提到星系的自转曲线反映了星系的质量的分布，反过来，通过自转速度的测量，也可以确定星系的质量。不过利用自转测定星系的质量，需要是扁平型的轴对称星系，在这种情况下，如果物质密度为 ρ，引力势能为 Φ，则各点应满足泊松方程

$$\nabla^2\Phi=4\pi G\rho \tag{7.38}$$

以及动力学平衡方程

$$V^2(R)=R\frac{\partial\Phi}{\partial R} \tag{7.39}$$

在具体测量时，可以根据星系加以简化。

(1)按质点处理，认为恒星绕星系中心作开普勒运动，则

$$M=RV^2/G \tag{7.40}$$

测量 $V=V(R)$ 便可以得到星系的质量。

(2)按均匀椭球处理，将星系的中心部分看作是物质均匀分布的一个椭球，在这种情况下，若椭球的长轴和短轴用 $2a$ 和 $2c$ 表示，平均密度用 ρ 表示。则对于椭球外一点可以推出

$$M=aV^2/G\alpha \tag{7.41}$$

式中 α 是一个修正因子

$$\alpha=\frac{3}{2}\frac{a^2}{a^2-c^2}\left[\frac{a}{(a^2-c^2)^{1/2}}\arccos\left(\frac{c}{a}\right)-\frac{c}{a}\right] \tag{7.42}$$

对于均匀椭球来说，

$$M(R)=\frac{4\pi}{3}\rho\frac{c}{a}R^3 \tag{7.43}$$

则同样地通过测量 $V=V(R)$ 便可以得到星系的质量。

(3)按非均匀椭球处理，在这种情况下，关键是选取密度 ρ 的分布形式，例如，取

$$\rho(R)=\rho_c(1-R^2/a^2) \tag{7.44}$$

式中 ρ_c 是选取的临界密度，只要测出星系的自转曲线分布 $V=V(R)$，按上述几种情形之一归算，便可以得到星系的近似质量。

二、双重星系的质量

和利用双星测定恒星的质量一样，利用双星系同样可以得出星系的质量。由开普勒定律，两个质量为 M_1 和 M_2 的天体相互绕转的运动规律为

$$P^2=\frac{4\pi^2}{G(M_1+M_2)}R^3 \tag{7.45}$$

上式中，R 为轨道半径，P 为绕转周期，但对于双星系来说，绕转周期太长了，只能通过测量其视向速度差来确定质量。

把双星系看做是一个绕另一个旋转，旋转速度为 V，则应该有

$$V^2=G\mu/R \tag{7.46}$$

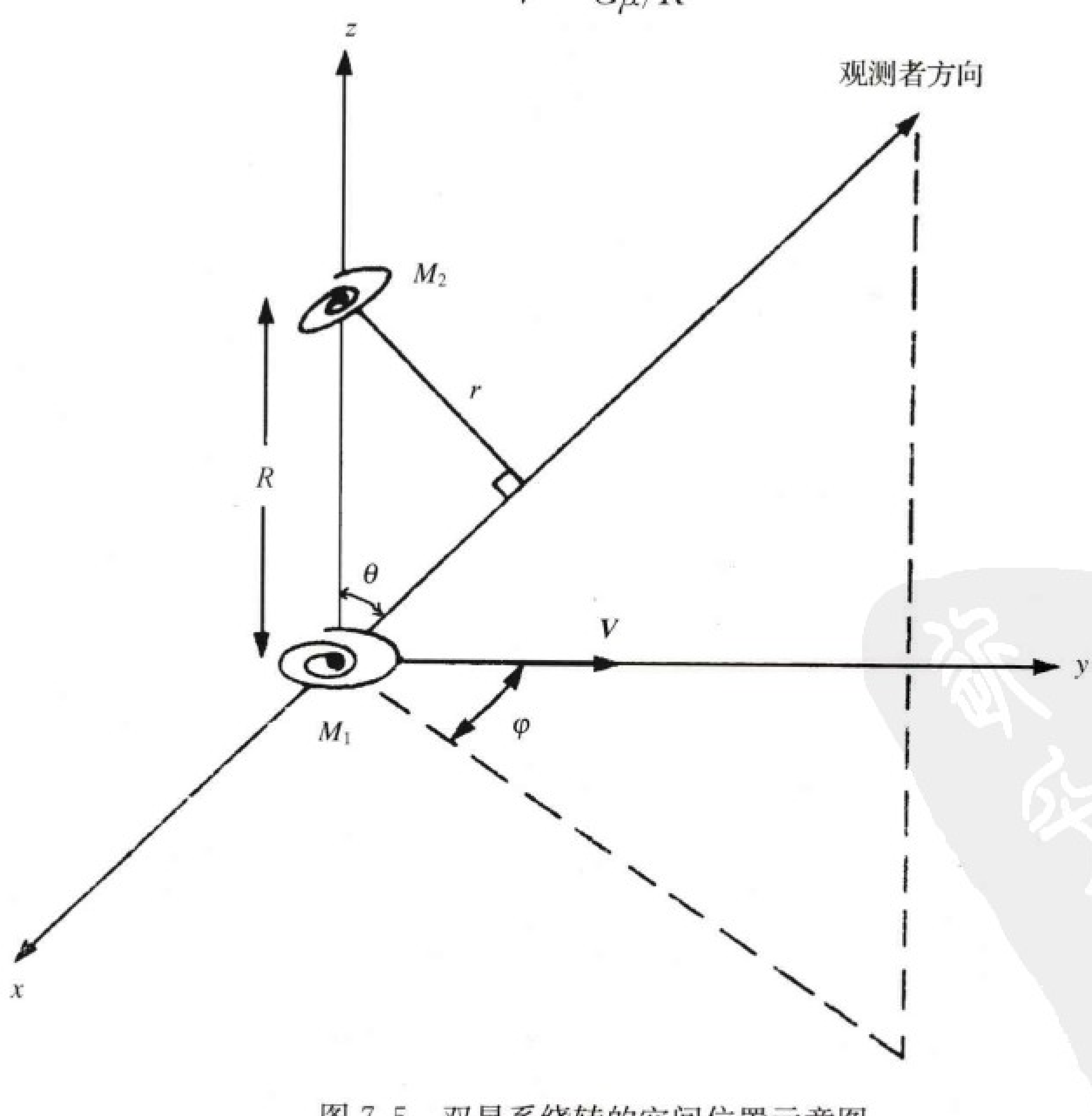


图 7.5　双星系绕转的空间位置示意图

式中，G 为万有引力常数，$\mu=\dfrac{M_1M_2}{M_1+M_2}$ 为折合质量。如图 7.5 所示，将双星系放在 Z 轴方向上，绕转速度 V 指向 y 轴，则 V 在视线方向的投影和 R 的投影距离分别为

$$\Delta V=V\sin\theta\cos\varphi \tag{7.47}$$

$$r=R\sin\theta \tag{7.48}$$

将上述两式代入式(7.46)，得

$$(\Delta V)^2r=G\mu\sin^3\theta\cos^2\varphi \tag{7.49}$$

式中，ΔV 由观测得到，r 由双星系的角距和距离 D 得到，但双星系轨道在空间中的具体取向是不知道的，也就是不知道 θ 和 φ 的数值。目前，只能用统计平均的方法去求式 7.48 中含 θ 和 φ 的项。假定轨道的空间取向是随机的，则落在 $\Delta\theta$ 和 $\Delta\varphi$ 范围的概率与相应的立体角成正比，因此，平均值为

$$\langle\sin^3\theta\cos^2\varphi\rangle=\int\sin^3\theta\cos^2\varphi\frac{d\Omega}{4\pi} \tag{7.50}$$

考虑到

$$d\Omega=\sin\theta d\theta d\varphi \tag{7.51}$$

上式给出

$$\begin{aligned}\langle\sin^3\theta\cos^2\varphi\rangle&=\frac{1}{4\pi}\int_0^{2\pi}\cos^2\varphi d\varphi\int_0^{2\pi}\sin^4\theta d\theta\\&=\frac{3\pi}{32}\approx0.296\end{aligned} \tag{7.52}$$

由此，式(7.49)给出

$$\langle(\Delta V)^2r\rangle=0.296G\mu \tag{7.53}$$

因此，对于双星系系统，只要测出其 ΔV 和 r，便可以求出其平均折合质量 μ。

三、星系的位力质量

对于一个质点系统来说，当其达到动力学平衡时，其状态满足下面的方程：

$$\frac{1}{2}\frac{d^2I}{dt^2}=2T+W \tag{7.54}$$

这便是广义的位力定理，其中 I 是系统的总转动惯量，T 是系统的总动能，W 是系统的总势能，如果系统达到稳定平衡状态，则系统的总动量不应随时间变化，方程中的左端应该为零，即

$$2T+W=0 \tag{7.55}$$

该式便是广泛应用于天文中的位力定理(virial theorem)。

对于一个稳定的星系团系统，星系团各成员之间的引力作用应该和它们之间的相对运动速度达到平衡。否则的话，系统会膨胀或收缩，而失去稳定平衡。换句话说，一个稳定的星系团应该满足位力定理。星系团的总动能可以写为

$$T=\frac{1}{2}\sum m_i V_i^2 \tag{7.56}$$

m_i 和 V_i 是第 i 个星系的质量和运动速度。观测只能得到每个星系的视向速度

$$V_{ir}=V_i\cos\theta \tag{7.57}$$

θ 是星系运动方向和视线方向的夹角。由于无法知道 θ 的确切数值，只能用统计平均的方法

$$\langle V_{ir}^2\rangle=\langle V_i^2\rangle\langle\cos^2\theta\rangle=\frac{1}{3}\langle V_i^2\rangle \tag{7.58}$$

因此

$$2T=\sum m_i\langle V_i^2\rangle=3\left(\sum m_i\langle V_{ir}^2\rangle\right) \tag{7.59}$$

对于总势能 W，可以写为

$$W=-G\sum_{i\neq j}\frac{m_i m_j}{r_{ij}} \tag{7.60}$$

观测中，只能得到两个星系之间在天球上的投影距离

$$\delta_{ij}=r_{ij}\cos\eta_{ij} \tag{7.61}$$

η_{ij} 是两星系连线与天球平面的夹角，用类似统计平均方法，取

$$\left\langle\frac{1}{\cos\eta}\right\rangle=\frac{\pi}{2} \tag{7.62}$$

便可以给出

$$W=-\frac{\pi}{2}G\sum_{i\neq j}\frac{m_i m_j}{\delta_{ij}} \tag{7.63}$$

作为第一近似，取星系团中每个星系的质量都是 μ，共有 N 个星系。则不难得出

$$2T=3N\mu\langle V_{ir}\rangle^2 \tag{7.64}$$

$$W=-GN\frac{\mu^2}{\langle R\rangle} \tag{7.65}$$

其中

$$\frac{1}{\langle R\rangle}=\frac{1}{N}\frac{2}{\pi}\sum\frac{1}{\delta_{ik}} \tag{7.66}$$

利用位力定理 $2T+W=0$，便得出

$$\mu=\frac{3\langle R\rangle\langle V_{ir}\rangle^2}{G} \tag{7.67}$$

上式中右边的量都是可观测的，这样便可得到星系团中每个星系的平均质量，又称为位力质量。

星系的位力质量虽然具有近似性，但却是测定星系质量的重要方法之一。

观测结果表明，位力质量往往偏高一些，其原因可能是星系团本身不是理想的稳定平衡状态。另外，星系团中的暗物质成分没有考虑，相当于把暗物质的质量加到星系身上了。

星系质量的测量结果表明，椭圆星系的质量分布范围最宽。平均结果如下：

椭圆星系(E)　　$10^5 \sim 10^{13} M_{\odot}$

旋涡星系(S)　　$10^9 \sim 10^{11} M_{\odot}$

不规则星系(Ir)　　$10^8 \sim 10^{10} M_{\odot}$

星系质量的大小和星系的类型看不出有什么内在的联系，至于同一类型的星系是否随质量的大小而演化目前仍然是不清楚的。

第八章 活动星系核

§8.1 活动星系核的发现

近年来，在河外星系研究领域中，活动星系(active galaxy)的研究受到特别的重视。所谓活动星系，是指这类星系中存在着激烈的物理过程，如激波、喷流和恒星爆发等，同时伴随着在各种电磁波段的巨大的能量释放。所有这些激烈的物理过程主要是集中在星系的核心，或者是由核心引发出来的。因此，从20世纪80年代起，活动星系核(Active Galactic Nuclei，简称AGN)的名称广为流行，在各种文献中，常用AGN代表活动星系，只要不是专门讨论活动星系本身的内部结构，两者之间不再严格加以区分。

根据活动星系核的定义，早在20世纪初就已经发现了活动星系核，下面按年代列出活动星系核研究进程中的主要事例：

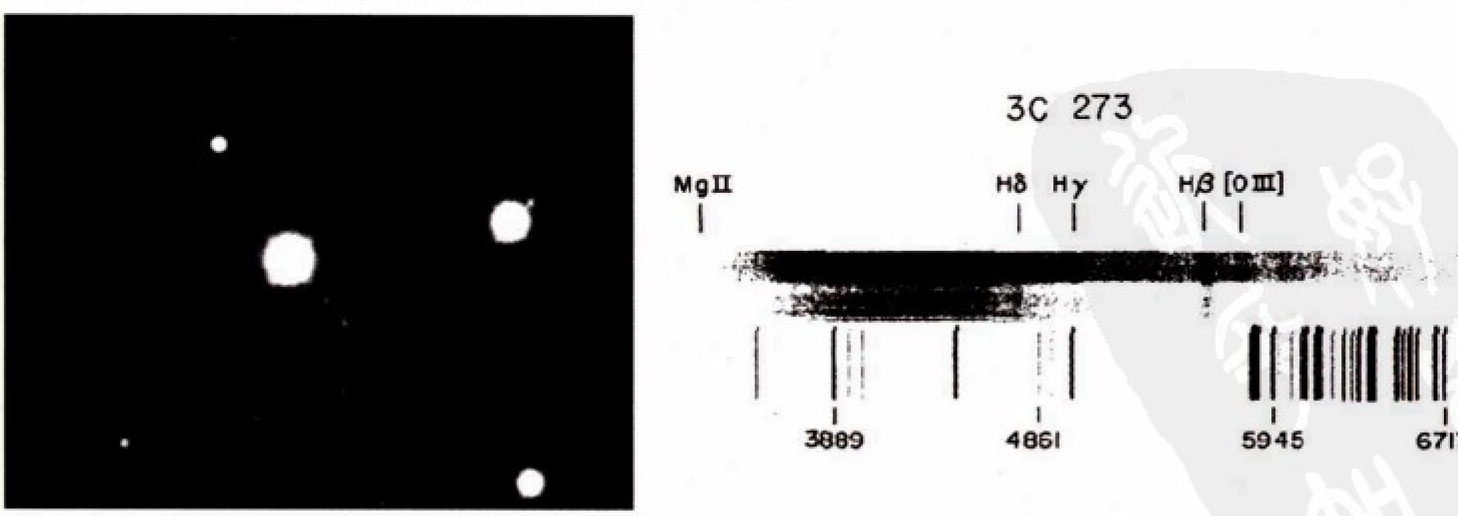


图8.1 天文学家发现的第一颗类星体3C273(左)和它的光谱(右)，光谱中标出了当时被证认出的几条谱线。下方是铁的光谱，用来测定天体谱线的波长。最后测出的红移值$Z=0.158$

1908 年美国天文学家福茨(Fath)最早观测到了星系核中的发射线，发射线的存在标志着该星系核可能处于某种活动状态(Fath, E. A. 1908 Lick Obs. Bull. 5,71)。

1918 年卡提斯(Curtis)发现星系 M87 的光学喷流(Curtis, H. D. 1918, Pub. Lick Obs. 13,31)。

1918 年斯里弗尔(Slipher)观测到 NGC1068 中的宽发射线，后来证实这是一个赛佛特星系(Slipher, V. M. 1918, Lowell Obs. Bull, 3, 59)。

1943 年赛佛特(Seyfert)系统地研究了具有强发射线和有明显星系核的星系，这类星系后来被命名为赛佛特星系(Seyfert, C. K. 1943, Ap. J. 95, 28)。

1950 年英国剑桥大学天文研究所开始对射电源进行系统地观测，发表了第一个射电源表，简称 1C，共包括 50 个射电源。

1954 年巴德(Baade)和闵可夫斯基(Minkovski)对天空中最强的射电源天鹅座 A 进行了研究。用 5 m 望远镜观测发现，其射电辐射是来自一个延伸天体(Baade, W. and Minkovski, R. 1954, Ap. J. 119, 206)。事实上早在 1944 年这个源就被一位天文爱好者瑞贝尔(Reber)用一架自制的望远镜发现了。

1959 年剑桥大学天文研究所发表第三个射电源表，简称 3C，共包含 471 个源。3C 表的发表为活动星系核的研究，尤其是类星体的发现提供了重要的资料。在此之前的 2C 表发表于 1955 年，共含有 1936 个源，由于观测仪器的定标问题，这些源中许多都是“伪源”。

1960 年格林斯坦(Greenstein)和欧克(Oke)在从事白矮星巡天观测中发现了第一颗类星体，可惜没有引起重视，未能立即发表。直到 1970 年才披露了他们的观测结果(Greenstein, J. L. and Oke, J. B. 1970, Pub. Astro. Soc. Pac. 82, 898)。

1963 年哈扎德(Hazard)等人在澳大利亚帕克斯(Parkes) 64 m 射电望远镜上利用月掩星的机会准确测量了 3C－273 的位置，发现它是一个射电双源，中心天体具有发射线。

1963 年施密特(Schmidt)用美国帕洛玛山天文台的 5 m 望远镜准确地测量了 3C－273 发射线的位置，认证出这就是氢的巴耳末线，从此类星体正式被发现(Schmidt, M. 1963, Nature, 197, 1040)。

1963 年格林斯坦和马萨斯(Matthews)测量了 3C－48 和其他几颗类星体的红移值。

1965 年桑德奇发现蓝星体或紫外超(UVX)天体有可能是类星体，许多这类类星体的射电辐射并不强，为类星体的发现开辟了新的途径。

1966 年兹维基(Zwicky)在致密星系巡天中发现了一类新的活动星系核，其中包括第一个蝎虎座 BL 型(BL Lac)天体，从此这类天体就依此命名。

1967 年马卡良(Markarian)开始了大规模的蓝色或紫外超星系的巡天观测,使用前苏联比拉干天体物理台的 1 m 口径的施密特望远镜加一顶角为 1.5°的物端棱镜,这类星系被称之为马卡良天体。马卡良天体的巡天工作一直持续到 20 世纪 80 年代,先后发表了 15 个巡天星表,巡天范围达 15200 平方度,共发现 1500 颗马卡良天体。

自 1975 年起,奥斯米尔(Osmer)和史密斯(Smith)在智利泛美天文台(CTIO)用一架 60 cm 的施密特望远镜加物端棱镜寻找类星体,开辟了发现类星体的无缝光谱方法(Osmer,P. S. and Smith,M. G. 1980,Ap. J. Suppl. 42,333)。

1977 年由赫维特(Hewitt)和柏比奇(Burbidge)编辑的第一个类星体总表问世,共包括 637 颗类星体。

2000 年由维隆(Veron)夫妇编辑的"类星体和活动星系核表"(第 9 版)发表,其中包括 13214 颗各种类型的活动星系核(Veron-cetty,M-P and Veron,P. 2000,Scientitic Report of ESO)。

2003 年,第 11 版的活动星系核点数达到 48 921 颗,目前的点数应该在 10 万颗以上。

2000 年基特峰(Kitt Peak)天文台发现 $Z=5.50$ 的类星体(J030117+002025),是当时发现的最大红移的类星体。目前,最大红移类星体的记录是 $Z=6.43$。

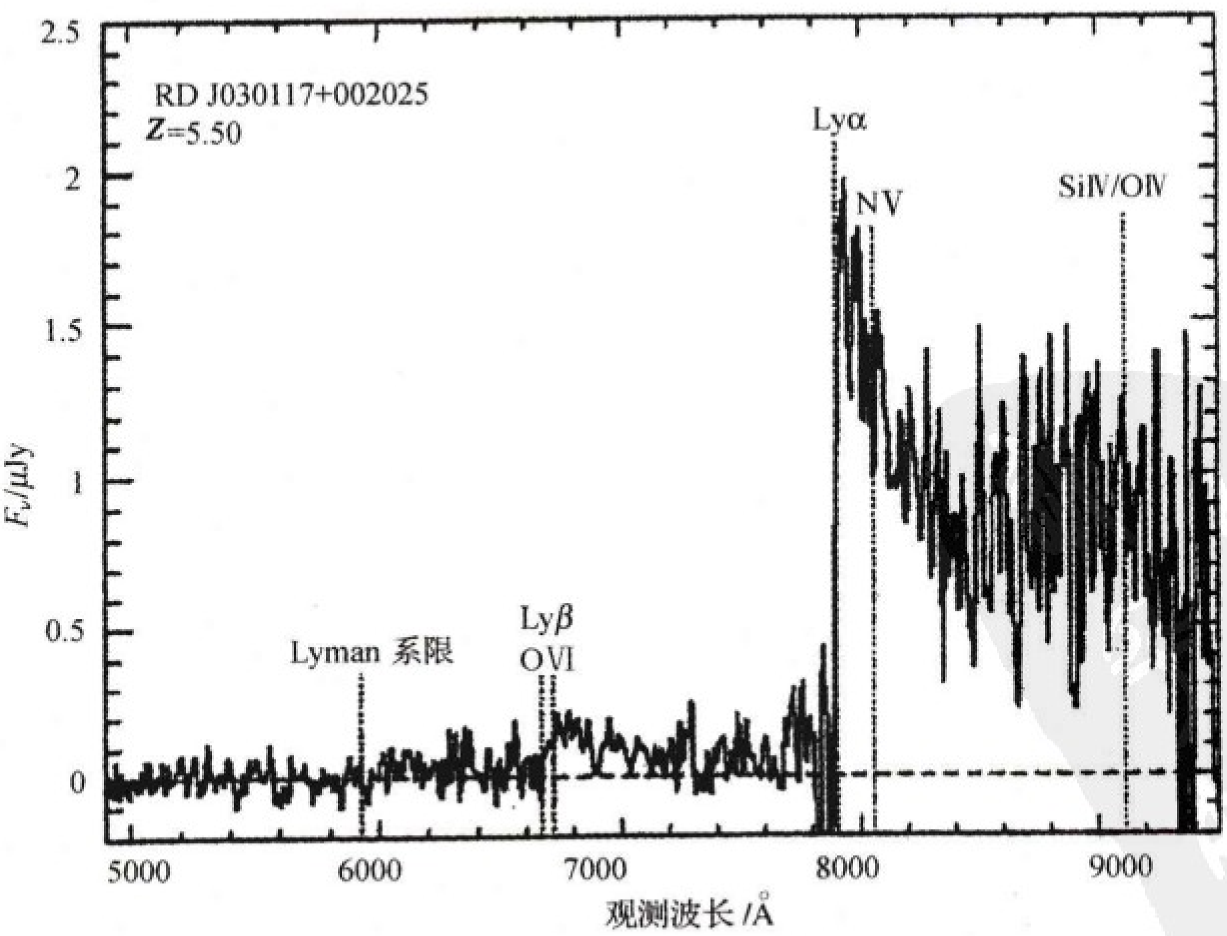


图 8.2　2000 年基特峰天文台发现的最大红移类星体 $Z=5.50$

§8.2 活动星系核的观测特征和分类

活动星系核目前还缺乏一个统一的、严格的定义，从观测角度，凡属活动星系核一般具有以下共同的特征：

一、高光度

活动星系核往往在所有的电磁波段都有着极高的辐射，一般来说，活动星系核的总光度大约在 $10^{43}\sim10^{48}$ erg/s。表 8.1 给出了几种典型的星系和活动星系核在不同波段的辐射，可以看出，一个类星体的辐射光度可以达到 $10^3\sim10^4$ 个普通星系。

表 8.1 星系和活动星系的光度(erg/s)

类型	射电	红外	光学	X 射线
旋涡星系	5×10^{38}	3×10^{42}	4×10^{43}	3×10^{39}
射电星系	$10^{42}\sim10^{45}$	2×10^{42}	1×10^{44}	3×10^{41}
Seyfert	$10^{40}\sim10^{45}$	3×10^{46}	5×10^{43}	$10^{42}\sim10^{45}$
类星体	$10^{44}\sim10^{48}$	4×10^{47}	$10^{45}\sim10^{47}$	10^{46}

在如此高光度下，我们可以估算一下其质量损失率，按最高的质量全部转换为能量计算，年损失率以太阳质量计，得

$$\dot{M}/M_{\odot}\approx(0.1/\varepsilon)[L/(5.7\times10^{45})] \tag{8.1}$$

其中 ε 为转换效率，或者能量从黑洞中辐射出来的比率，一般 ε 达到 0.1 就已经很高了。这样，对于一个光度为 5.7×10^{45} erg/s 的中等光度的活动星系核，其质量损失率刚好是 $\dot{M}\approx1M_{\odot}$/年。

二、小尺度

活动星系核的大小可以根据光变时标来估计，一个活动星系核的光变周期通常只有几个小时到几天，而光变周期不应短于光穿越星体的时间，也就是说

$$\Delta t\geqslant D/c \tag{8.2}$$

式中 c 是光速，根据光变周期 Δt 便可以得到直径 D，通常认为 $D<0.1\text{pc}$。

三、物质高度密集

由观测到的光度可以估计出活动星系核的质量，根据辐射压力必须和引力平衡才能使球对称星体稳定的原理，可以导出所谓的爱丁顿极限光度。平衡方程为

$$\frac{GMm_p}{R^2}=\frac{\sigma_T L}{4\pi R^2} \tag{8.3}$$

式中 G 为引力常数，M 为星体的质量，m_p 为质子的质量，R 为星体的半径，σ_T 为汤姆逊电子散射截面，L 为星体发出的光度，由此可以得出所谓的爱丁顿极限光度为

$$L_E=\frac{4\pi Gm_p}{\sigma_T}M\approx 10^{46}M_8\quad(\text{erg/s}) \tag{8.4}$$

M_8 是以 10^8 个太阳质量为单位的质量，$M_8\equiv M/10^8M_\odot$，观测表明，活动星系核辐射的光度范围大多在

$$10^{43}<L<10^{48}\quad(\text{erg/s})$$

因此，如果要求 $L<L_E$，则由式 8.4 质量范围应该在

$$10^5M_\odot<M<10^{10}M_\odot$$

考虑到上述的活动星系核的尺度非常小，在如此大质量密度的情况下，中心体只能是由黑洞组成的。

四、非热辐射谱

对于一个热辐射源其辐射的谱型由普朗克公式决定

$$I_\nu=\frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{1}{\exp(h\nu/kT)-1} \tag{8.5}$$

其中 I_ν 为辐射强度，h 为普朗克常数，k 为玻尔兹曼常数，T 为辐射源的温度。一般致密射电源的温度仅有几万度，在这样的温度下通过热辐射不可能产生观测到的射电辐射强度。事实上，活动星系核的射电辐射主要是由同步加速辐射机制产生的。在其他波段的辐射机制并不完全相同，有一些是热辐射，但非热辐射谱型是活动星系核的典型谱特征，谱流量强度 F_ν 随频率 ν 的分布呈幂律形式：

$$F_\nu\propto\nu^\alpha \tag{8.6}$$

其中 α 称为谱指数，多数活动星系核的谱指数 $\alpha\approx-1$。近年来的观测表明，有许多活动星系核在光学和红外波段表现出以热致辐射为主的连续谱，使活动星

系核连续谱的特征显得更为复杂。

五、光变现象

活动星系核中有相当一部分呈现出明显的光变现象，且光变周期是不规则的。是不是所有的活动星系核都应该具有光变现象，目前还不清楚，且光变的物理机制也有待进一步研究。已观测到的光变时标大都很短，一般只有小时到天的量级，长的也不过 1 年到几年。

六、喷流现象

最早观测到的光学喷流是室女座星系团中的 M87。能观测到光学喷流的活动星系核数量很少，但自从射电技术发展起来以后，利用 VLA 或 VLBI 进行成图观测，发现了大量的射电星系和类星体具有喷流现象，射电喷流的尺度从 1 pc直到1 Mpc。

根据以上的基本观测现象，我们不妨给活动星系核下一个如下的定义：

从一个半径不到 0.1 pc 的核区，能够持续发出能量 $W>10^{38}$ erg/s，其连续辐射从 1 MeV 到 100 μm，大部分呈幂律谱形式，这类天体统称为活动星系核（AGN）。

AGN 的分类目前还没有统一的标准，在文献中已经出现了各种各样的名称，这些名称往往是从不同角度的观测特性出发而定名的，因此各类型之间会相互交叉。目前已出现的各种 AGN 名称有：

Quasar	类星体
QSO(Quasi-Stellar Object)	类星体，Quasar 和 QSO 在一般情况下通用，但有时前者指强射电辐射的类星体
Seyfert 1	赛佛特星系 1 型
Seyfert 2	赛佛特星系 2 型
Seyfert 1.95	赛佛特星系 1.95 型
BL Lac	蝎虎座 BL 型天体
N (galaxy)	N 星系
SRG	强射电星系
NLRG	具有窄发射线的射电星系
BLRG	具有宽发射线的射电星系
Starburst (galaxy)	正在形成恒星的星系，又称为星暴星系
LINER	具有低电离核发射线区的星系

BLAZAR	具有光变和高偏振度的星系，又称为闪偏星系
OVV	具有激烈光变的星系，多指类星体
HPQ	具有高偏振的类星体
HⅡ(galaxy)	具有电离氢区发射线特征的星系
MAGN	低光度的活动星系核
Warmer	具有强红外辐射的星系

在全部星系中 AGN 占有多大的比例呢？到目前为止还缺乏足够的观测数据给予肯定的结论。从银河系附近的星系的巡天结果，曾得到如下的数据：

晚型星系中	80%	具有发射线
Sb 和 Sbc 中	20%	具有发射线
椭圆星系中	50%	具有发射线

可以看出星系中具有活动星系核特征的占有相当大的比例。

当前，AGN 正处在不断研究的过程中，还缺乏统一的、系统的分类标准。

§8.3　类星体的观测方法

类星体自发现以来，观测技术不断得到改进，发现类星体的速度提高很快。发现类星体的过程，首先是选择类星体的候选体，然后再对每一颗候选体单独进行分光观测，辨认其发射线，测出红移。目前，选择类星体候选体的方法有以下几种：

(1) 射电方法；

(2) 多色方法；

(3) 无缝光谱方法；

(4) 弱变光天体方法；

(5) X 射线方法；

(6) 红外辐射方法；

(7) 零自行方法。

从观测波段来看，做到了全波段对类星体进行观测和发现。

射电方法　这是最经典的发现类星体的方法。射电源分为展源和致密源，只有致密源才可能有属于来自活动星系核的辐射。展源和致密源在射电谱指数

上有区别，致密源都是平谱源，展源是陡谱源。对射电源进行光学证认，确认其光学对应体，再进行分光观测。一般来说，通过射电源发现的类星体，高红移所占的比重很大。世界上从事射电源巡天观测的有英国的剑桥天文研究所，以及美国 Texas 大学、澳大利亚的 Parkes 射电天文台等。

近年来，由于射电巡天观测的灵敏度提高很多，用射电方法寻找类星体重新引起重视。作者所参加的观测工作表明，高频平谱射电源可能有一半以上是类星体。



图 8.3　作者正在英国皇家爱丁堡天文台的实验室里寻找类星体，这是一台用闪式比较镜改装的仪器，专门用来做类星体搜寻工作

多色方法　又叫色指数方法。由于类星体的连续谱是幂律谱，它在短波区域的辐射要比一般的恒星强，呈现颜色很蓝甚至有紫外超。而不同颜色的星等差，即色指数，正好反映了连续谱的能量分布特征。根据这一特征，利用色指数便可以选择类星体的候选体。若类星体的辐射流用幂律谱表示为

$$F(\nu) \propto \nu^{\alpha} \tag{8.7}$$

其中

$$-1 < \alpha < -1.5$$

则其 U，B，V 星等的色指数关系满足

$$U - B \approx -1.1 \sim -1.5 \tag{8.8}$$

$$B - V \approx 0.5 \sim 0.3 \tag{8.9}$$

正是基于这样的关系，便可以利用由两种颜色绘制的双色图来选择类星体。实际观测表明，只要取

$$U - B < 0.4$$

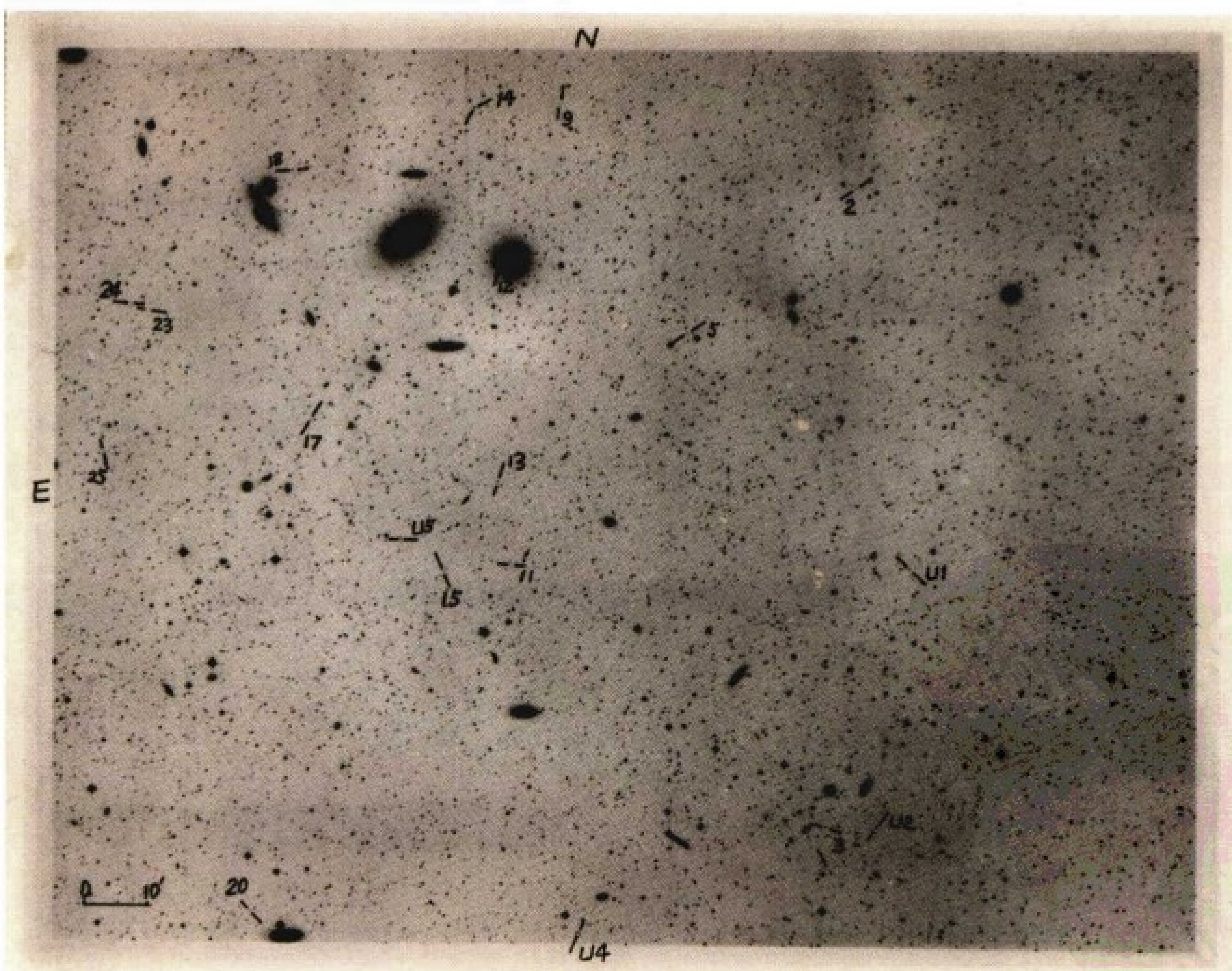


图 8.4　室女座星系团区的天图。用数字标注者是类星体，和普通的恒星看上去没有区别。这是作者早期研究工作的成果

便可以把绝大部分类星体包括进来。

用多色方法观测类星体的最突出的例子是施密特和他的学生格林(Green)的工作。他们对北天区全部进行了巡天观测，天区面积达 10714 平方度，历时近 10 年，共发现 92 颗类星体，全部是亮类星体，$B<16.16$，被视为亮类星体的最完备的样品之一。

上述的多色方法又称为 UVX(紫外超)方法，后来，这一方法又扩展到更多的颜色，利用 U,B,V,R,I 五种颜色，甚至还包括其他的或相近的颜色。利用更多颜色的一个明显优势是可以挑选更高红移($Z>2.2$)的类星体，另一个优势是寻找更暗的类星体，极限星等可以达到 23^{m}，甚至更暗。

无缝光谱方法 使用物端棱镜或物端光栅得到天体的无缝光谱已有很长的历史，但直到 20 世纪 70 年代才被用于发现类星体。类星体的一些强发射线，尤其是 Lyα 和电离碳线，只要出现在光谱区域范围内，便会在物端棱镜光谱中显现出来。通常用于辨认类星体的几条强发射线是 Lyα 1216 Å(常和 NⅤ 1240 Å 相混)、CⅥ 1549 Å、CⅢ 1909 Å、MgⅡ 2798 Å。

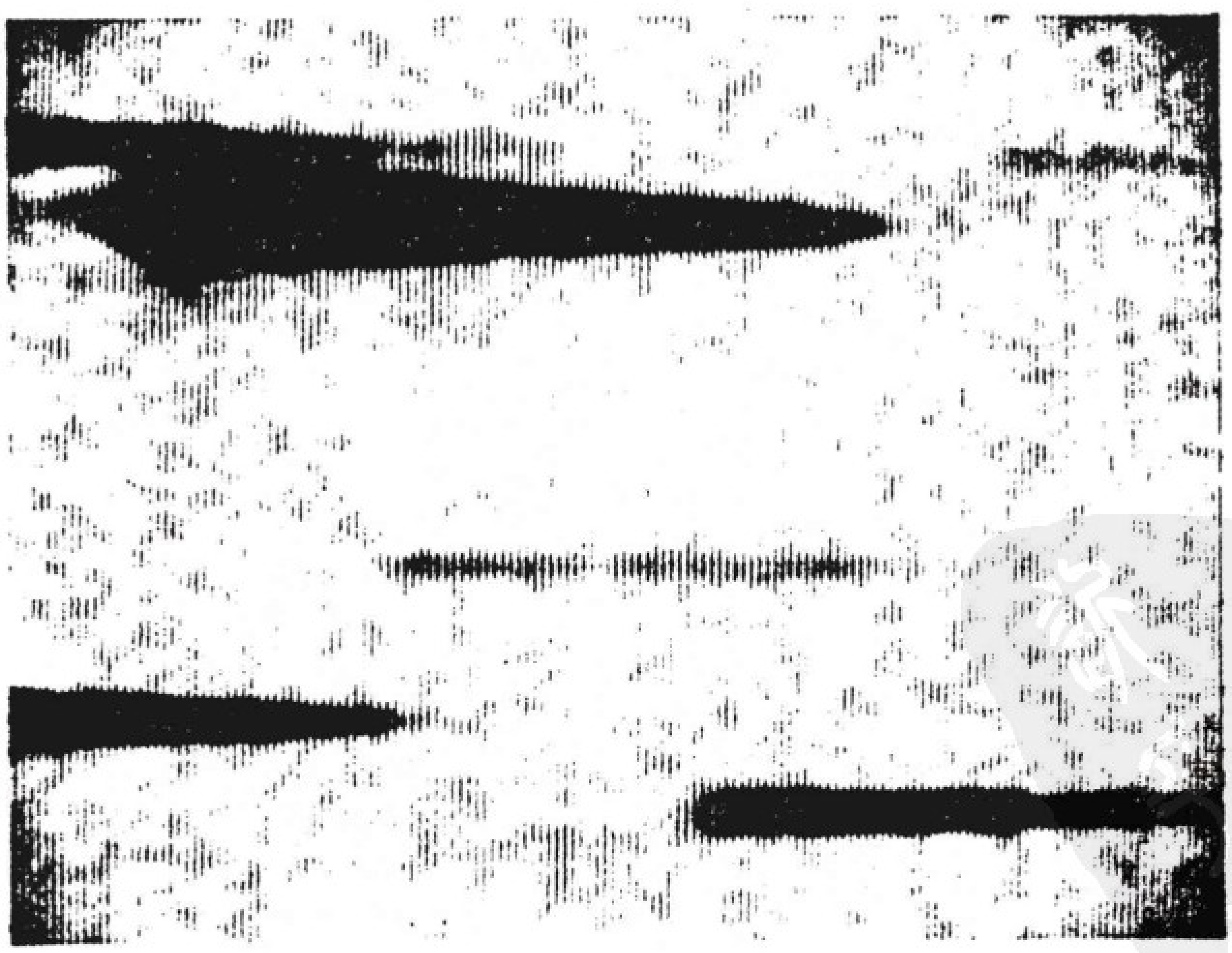


图 8.5 拍自 Uk Schmidt 望远镜的物端棱镜光谱，中间一颗便是类星体的候选体。光谱中黑的点是发射线。周围的粗黑光谱来自恒星

除了单用物端棱镜以外，后来又发展为用物端光栅加棱镜(grism)，或者物端光栅加透镜(grens)，这些方法的共同特点是不追求光谱的色散度和分辨本领，而是着眼于提高极限星等。

利用无缝光谱方法发现类星体，其优越性在于大面积地去寻找，效率很高。一张施密特物端棱镜巡天底片，可以覆盖 40 平方度以上，能够发现百颗以上的候选体。正因为如此，无缝光谱方法问世后，使发现类星体的数目成倍地增加。

由于无缝光谱方法是基于用几条强发射线去辨认类星体，只有对于大红移的类星体才能在可见光谱区内呈现上述发射线。例如 Lyα 1216Å，要出现在 3400Å 以远的光谱区，其红移值至少要 $Z>1.80$。这便是无缝光谱方法的选择效应，它只对高红移的类星体敏感。作者在 20 世纪 80 年代初访问英国皇家爱丁堡天文台期间，对无缝光谱方法做了较深入的探讨。除了利用发射线去辨认类星体以外，还利用寻找 UVX 和 BSO(蓝天体)作为候选体。UVX 和 BSO 大都不出现上述的发射线，属于低红移的类星体。这样选择的结果，大大降低了该方法在红移分布上的选择效应。而且，经过多次大型望远镜的单星分光观测，证明所选择的类星体的候选体的成功率非常高。

弱变光天体方法　有不少类星体具有光变现象，而绝大多数类星体都分布在视星等 17^m 以上。根据这些特性，可以选取暗弱的变光星体作为类星体的候选体。最早完全根据变光天体选择类星体的是伯尔什(Berch)等人。后来，阿什尔(Usher)和米切尔(Mitchell)将光变和色指数方法结合起来，认为选择的成功率可以达到 60%。统计表明，大约 70%的类星体光变幅度可以达到 $0^m.1$，大约 30%的可以达到 $0^m.2$。但是，到目前为止还没有发现规则周期的光变现象。由于该方法的判据和可靠性还存在着一些争议，因此还没有得到推广。

X 射线方法　上述选择类星体候选体都是基于光学波段和射电波段，因此也称为光学选类星体和射电选类星体。自从 1978 年爱因斯坦天文台卫星上天以后，使活动星系核的 X 射线观测步入了新的阶段。到目前为止，已发现了大量的类星体是强 X 射线源。进一步观测表明，利用 X 射线源去发现类星体是有效的方法之一。在高银纬区，发现有一半以上的 X 射线源来自 AGN。ROSAT 卫星(由德国马普地外物理研究所发射的伦琴 X 射线卫星)上天以后，发现了数以万计的 X 射线源。光学认证表明，这将是发现 AGN 和类星体的一条重要途径。

上述 5 种方法是目前通用的发现类星体的主要方法，此外，还有一些方法也曾被试用过。一种是“零自行方法”，银河系内的恒星都应该存在着自行，而遥远的类星体自行应该为零，因此，用测恒星自行的方法也能去辨认类星体。实际检

测表明，用其他方法发现的类星体，只要能测出其自行，其自行必然为零，但是，作为发现类星体的手段，该方法的效率显得太低了。

另一种可行的方法是通过红外源，第一个完全利用 IRAS(红外天文卫星)的红外源发现的类星体是 IRAS13349+2439，其红移值 $Z=0.107$。但目前探测类星体的红外辐射仍然十分困难，在 IRAS 源中被证认出类星体的仅有 200 多颗。用IRAS源独立发现的类星体也仅有几十颗。

§8.4 类星体的光谱

类星体的光谱由三部分组成：连续谱、发射线和吸收线。图 8.6 是作者 1982 年 2 月 17 日在美国 Palomar 山天文台发现的一颗非常具有特色的类星体，当时，5 m 望远镜才安装上双光束摄谱仪，即将摄谱仪分为两个波段：红光照相机对应于 5000～10000 Å 和蓝光照相机对应于 3000～5500 Å，两部分光谱再合在一起处理。该光谱仪的效率很高，一颗 19^m 左右的类星体候选体，只需露光 1000 秒，便可拍出清晰的光谱。

从图 8.6Q1232+134 的光谱中可以看到一些很强的发射线，短波段的一些发射线伴有很强的同一条谱线的吸收线。连续谱的走向受到了这些谱线的歪曲，短于 4000Å 处的光谱受到了大气的干扰。

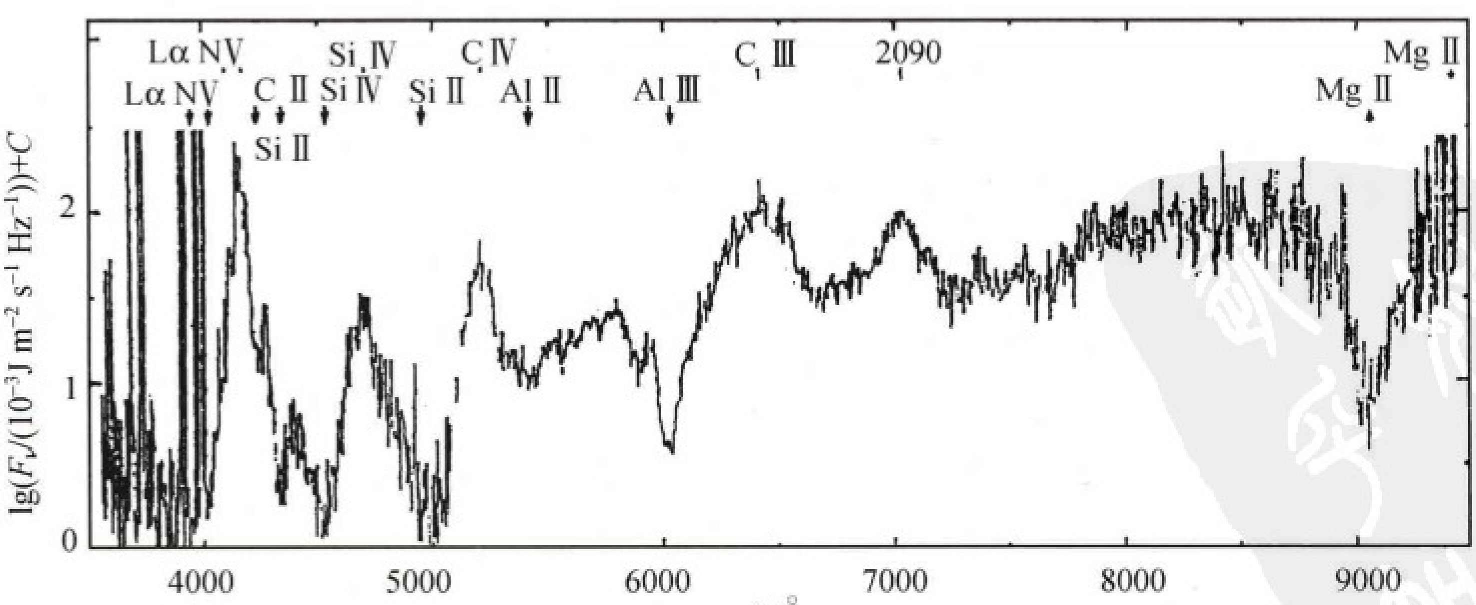


图 8.6　类星体 Q1232+134 的光谱，这是一颗同时具有宽吸收线(BAL)的类星体，横坐标是观测到的波长，纵坐标是辐射流量

一、类星体的连续谱

近年来，类星体的观测基本上包括了全部电磁波段，即X射线、紫外、光学、红外和射电。类星体连续谱的一个重要特点是每个连续谱都可以用一个单一的幂律谱来表示，在频率为 10^{11} Hz 范围内，可以近似地描述为 $F_\nu \propto \nu^\alpha$，$\alpha \approx -1$，但是，在不同波段的连续谱会出现相当明显的不连续现象，表明它们的辐射机制和起源不同。一颗类星体在辐射结构上相当复杂，可能有多个致密源和复杂的大气包层，因而形成非一致的连续谱。图8.7是由多波段观测结果拼接的类星体的连续谱。

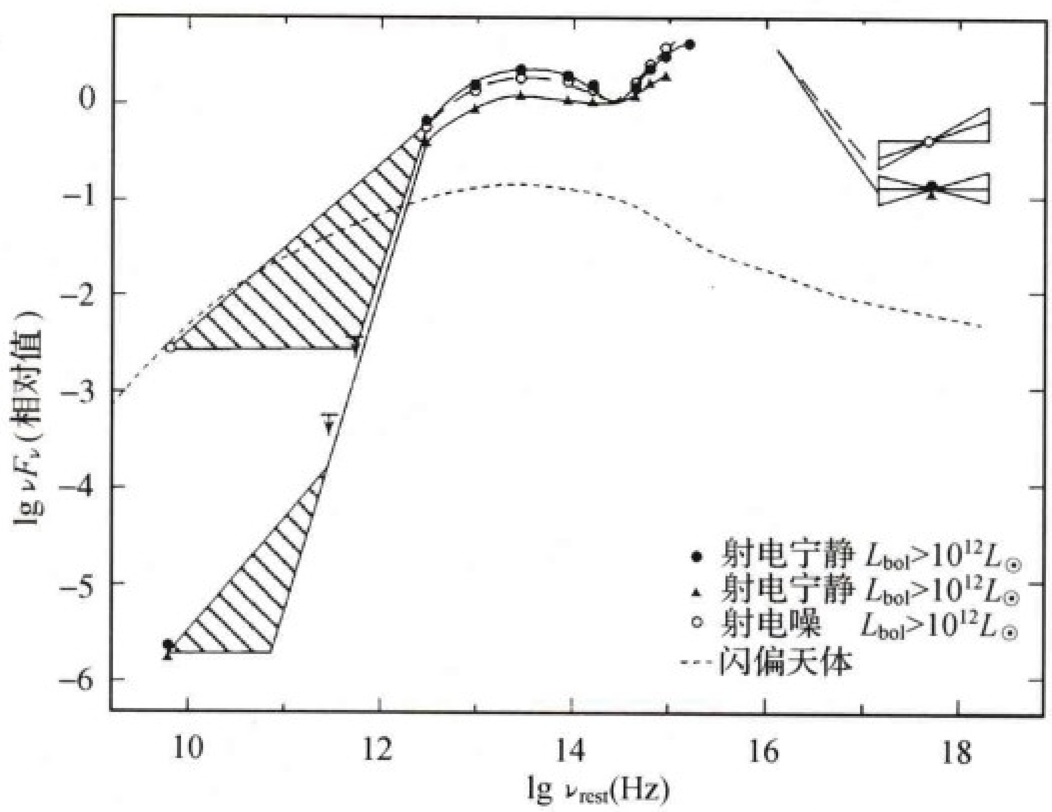


图8.7　由多波段观测拼接的类星体的连续谱。右下角注明了射电噪和射电宁静的观测点，图中的斜线部分是射电辐射范围

射电波段得到的连续谱常分为平谱和陡谱，定义谱指数≥−0.5为平谱，<−0.5为陡谱。如前所述，致密源大都是平谱源，展源是陡谱源。而且，一个平谱源是由许多致密子源集合而成的，辐射机制主要是相对论性电子的非相干性同步加速辐射。

红外连续谱的观测是从IRAS上天以后才有了长足的进展，IRAS的4个波段(12 μm、25 μm、60 μm、100 μm)中，60 μm是探测河外星系最敏感的波段。红外辐射大体由两部分组成：热和非热成分。类星体的红外连续谱呈现出显著的非热辐射特性，但这并不意味着没有尘埃辐射的影响。事实上，一些类星体在红

外波段的光度大大超过了其射电光度，这无疑会有大量的热辐射成分。多波段相关性研究表明，类星体的红外辐射与射电或光学波段的辐射并无明显的相关性，非热成分的辐射机制一般认为和射电辐射机制是一样的。

Seyfert 星系表现出很强的红外辐射，在 IRAS 点源表中大约有 1000 个 Seyfert 星系，其中有一半是直接由 IRAS 源发现的。

光学和紫外波段的连续谱虽然基本上也是幂律谱形式，但其形成机制却相当复杂，往往是用混合型的辐射机制去拟合观测到的谱。常用的有所谓双成分模型，即在单一的幂律谱的基础上附加一个其他的辐射源，其中最典型的特征是 3000 Å 突起，亦称为蓝色突起(blue bump)。观测发现，在相当于静止波长 2000 Å<λ<4000 Å 处，连续谱辐射流明显地增高，峰值在 3000 Å 附近，相对于 $\nu \approx 10^{14.9}$ Hz。图 8.8 是几颗类星体的光学波段连续谱，在 3000 Å 附近增高很多。如何解释 3000 Å 突起仍然存在着困难，一般认为有两种起因：主要原因是由于被加热的高温氢云的辐射，其温度达到 T=10000～40000K。另外，电离铁FeⅡ在这一波段的发射线非常丰富，这些发射线叠加在连续谱上也会形成突起。

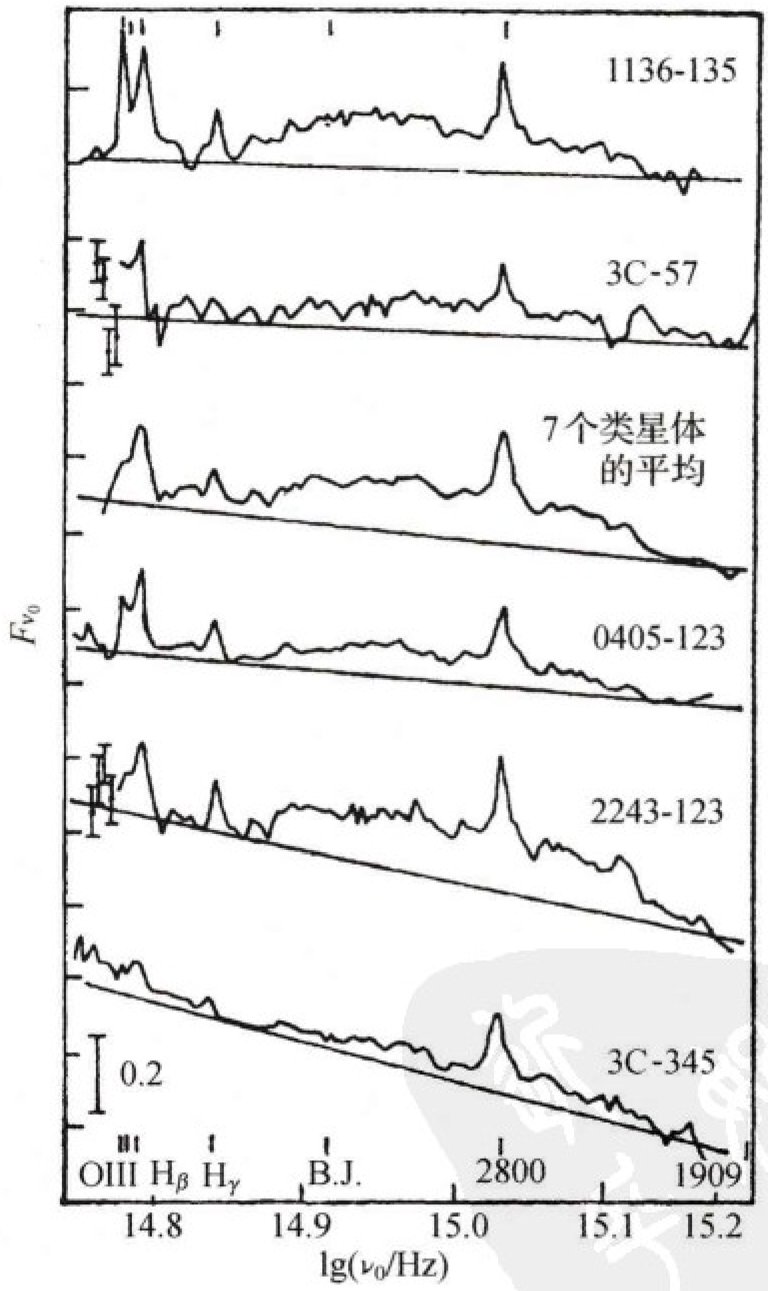


图 8.8 类星体在光学波段的连续谱。3000 Å 突起十分明显。其中第 3 条光谱是 7 颗类星体的平均

仔细分析图 8.6 的类星体连续谱，便会发现在 CⅢ 1909 Å 和 MgⅡ 2798 Å 之间有许多发射线，其中 λ2090 曾被误认为是一条新的发射线，其实，这些都是电离铁线造成的。

类星体的 X 射线谱对于了解类星体的物理性质十分重要，许多类星体都表现出很强的 X 射线辐射。目前认为，X 射线起源于类星体的核心附近，最有可能的辐射机制是同步自

康普顿辐射(synchrotron self－compton)。它可以直接与低频辐射相关联，这也说明了为什么类星体的X射线辐射与光学辐射相关密切。其他可能的机制包括非相对论性电子对低频电子的康普顿热化，或者极热等离子体中的韧致辐射。X射线谱的谱指数只有－0.7，比X射线和紫外波段相衔接的谱指数－1.3要平坦得多，这反映了X射线和紫外区的辐射机制有很大的区别。

偏振是描述辐射物理特性的重要参数之一。大多数类星体的偏振度都很低，不到1%，但也有高偏振的类星体，可以达到10%。光变时标和偏振之间有着很强的相关性，这对于了解连续谱的形成区域很有意义。对于高偏振的类星体，我们观测到的辐射区只有几个光天的直径，非常靠近类星体的核心。而对于大多数低偏振的类星体，则是来自中心源的辐射经历了多次的吸收和再辐射过程。

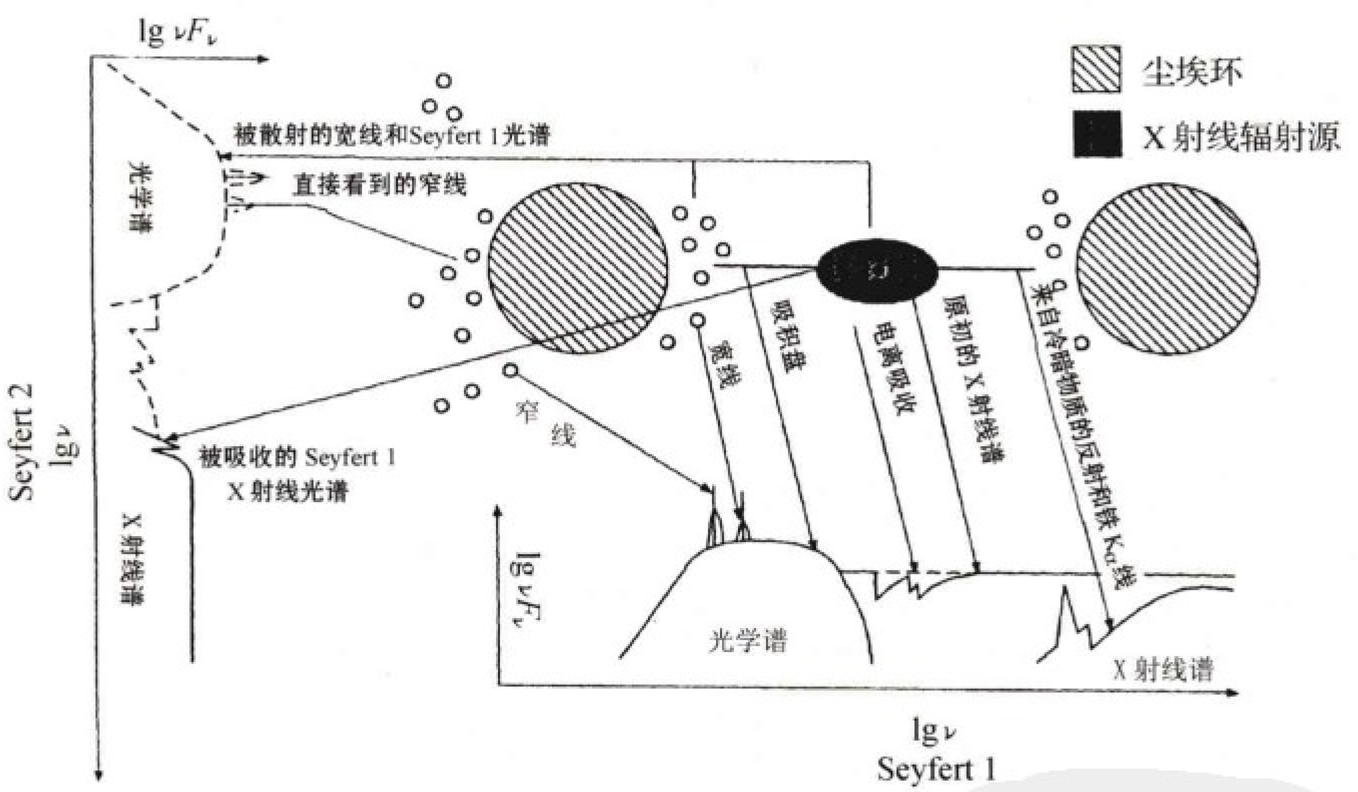


图8.9　类星体在各波段的辐射和产生区域图。中间是类星体模型的剖面图，下方光谱是正视方向观测，左方光谱是侧视方向观测

二、类星体的发射线

宽而强的发射线是类星体光谱最显著的特征，类星体的红移便是根据发射线的位移得出的。从观测上同时给出一颗类星体的全部发射线强度几乎是不可能的，原因是类星体的红移相差很多，波段范围展得很宽。包尔得温(Baldwin)用14颗不同红移的类星体的连续谱强度取平均，并以3颗类星体的发射线谱为准，归化出一个类星体的发射线的“标准分布”图(图8.10)。

表 8.2 列出了类星体光谱中的主要发射线及其相对强度。

表 8.2　类星体光谱中的主要发射线及其相对强度

波长/Å	离子	相对强度	波长/Å	离子	相对强度
1034	OⅥ	20	3426	[NeⅤ]	5
1216	HⅠ(Lyα)	100	3727	[OⅡ]	10
1240	NⅤ	20	3869	[NeⅢ]	5
1400	SiⅣ+OⅣ	10	4861	HⅠ(H_β)	20
1549	CⅣ	50	4959	[OⅢ]	20
1640	HeⅡ	5	5007	[OⅢ]	60
1909	[CⅢ]	20	6562	HⅠ(H_α)	100
2798	MgⅡ	20			

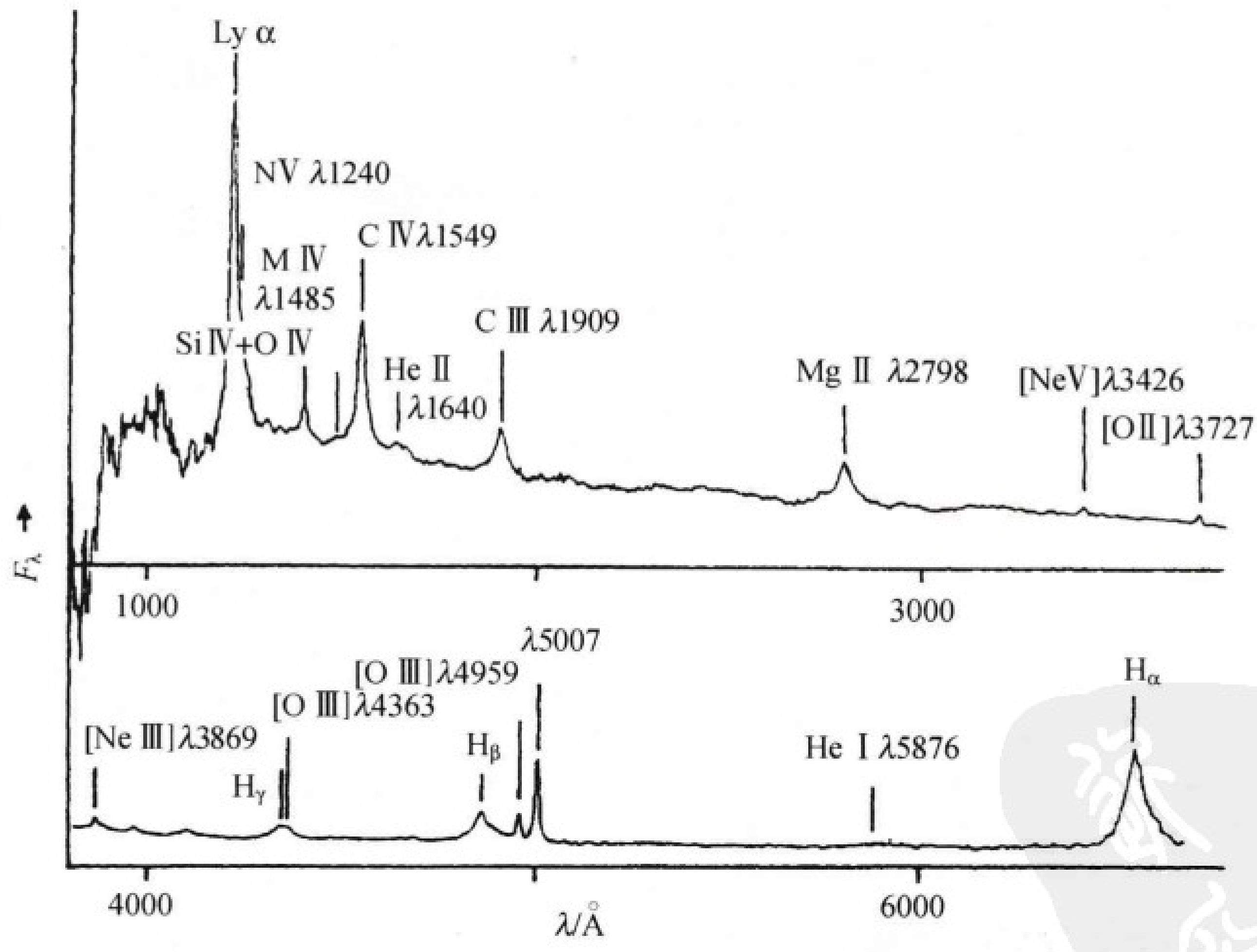


图 8.10　由 14 颗类星体的连续谱取平均，加以 3C323.1 (Z=0.264)，PKS2344+09(Z=0.677)和 4C05.34 (Z=2.86)得出的标准光谱

统计表明，类星体中出现过的各种发射线共有 60 多条，但出现频率较多的不过 20 条左右。类星体发射线的一个重要特征是同时出现很强的允许线、半允许线和禁线，这在宇宙天体中几乎是唯一的。发射线轮廓一般可以用高斯轮廓来表示，相应的多普勒运动速度可以高达 $10^3 \sim 10^4$ km/s，根据谱线的宽度可以区分为宽线和窄线，宽线只有允许线和半禁线，窄线才出现禁线，这表明宽线和窄线形成于类星体的不同的区域，分别称之为宽线区（BLR）和窄线区（NLR）。宽线区和窄线区内的物理状态有着明显的不同，宽线区内的电子密度明显高，一般 $n_e = 10^7 \sim 10^{10}\ cm^{-3}$，而窄线区内的电子密度只有 $n_e = 10^3 \sim 10^6\ cm^{-3}$。宽线区的物理尺度为0.01～1 pc，窄线区为 10～1000 pc。

发射线的形成机制目前多采用光致电离理论。来自中心区域的高能连续辐射使发射线区的气体光致电离，电离气体再复合时形成发射线。由于形成各种发射线要求的物理参数相差很大，为了与观测符合，往往在发射线区构造复杂的动力学模型，例如，由不同的气团组成混合的发射区，每种气团分别形成不同类型的发射线。

考察类星体发射线的相对强度比，会发现一个重要的现象，即观测到的谱线强度比大大偏离热动平衡状态。例如，$I(\mathrm{Ly}\alpha)/I(\mathrm{H}_\beta) \approx 5$，$I(\mathrm{Ly}\alpha)/I(\mathrm{H}_\alpha) \approx 1$。而由该温度下的热动平衡状态方程得出的强度比应该分别为 40 和 13。类似地，其他一些谱线的强度比也显著地比热动平衡状态低。出现如此大的反常，目前从理论上还没有完满的解释，一种解释是尘埃或中性氢云的吸收，它们将 Lyα 光子大量吸收，转变为巴耳末光子。

除了光致电离模型以外，也有人尝试用其他的辐射机制，但都没有达到令人满意的结果。

三、类星体的吸收线

有一定数量的类星体，尤其是高红移的类星体，除发射线外，还伴随发射线出现吸收线。事实上，在类星体发现（1963）之后仅仅 3 年，便发现了第一颗具有吸收线的类星体 3C-191，其发射线红移 $Z_e = 1.955$，有 9 条窄的吸收线与发射线伴随，其红移值同为 $Z_a = 1.947$。之后，许多具有吸收线的类星体相继发现，同一类星体的吸收线的红移值 Z_a 小于发射线的红移值 Z_e，即 $Z_a < Z_e$。

根据维曼（Weymann）的建议，可以将类星体的吸收线分为 A，B，C 和 D 4 种类型（图 8.11）。

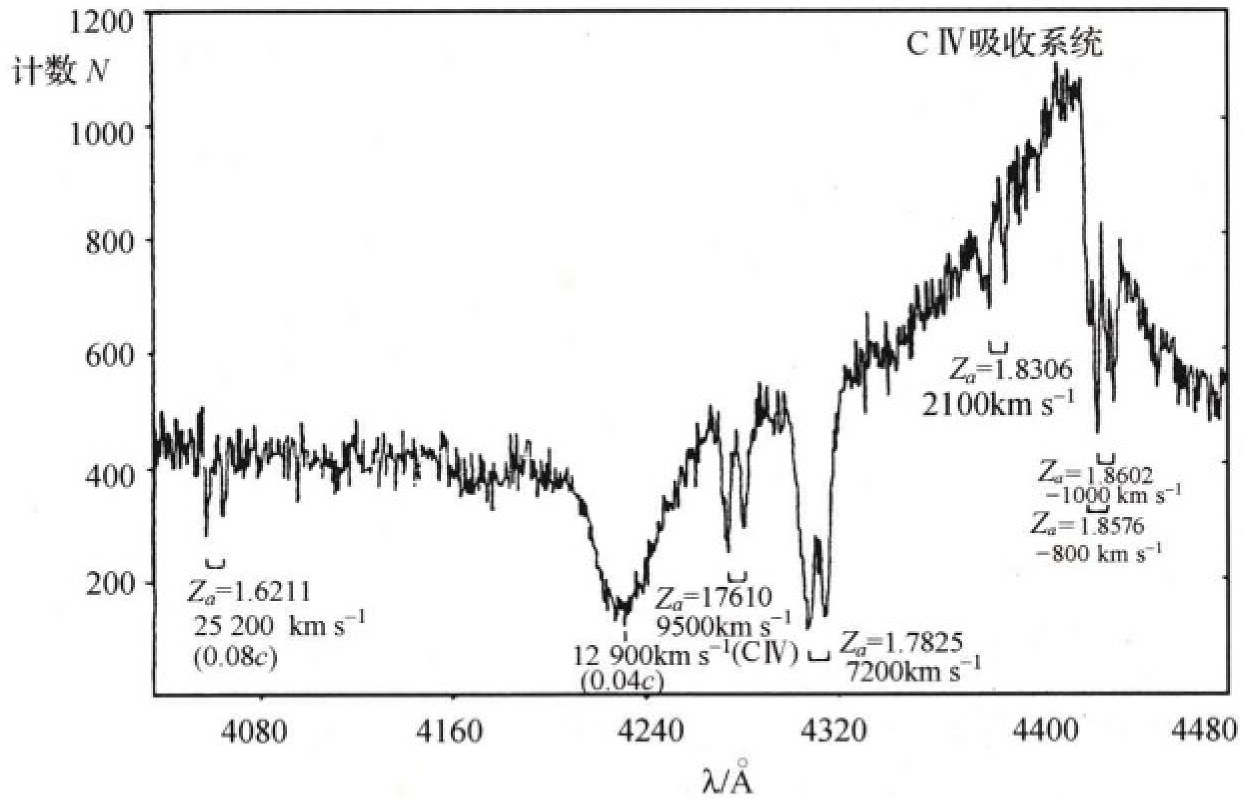


图 8.11　Weymann 的吸收线分类图。该光谱包括 A 型(λ4230),B 型(Z=1.86 谱线对)和 4 组 C 型(Z=1.62,1.76,1.78 和 1.83)

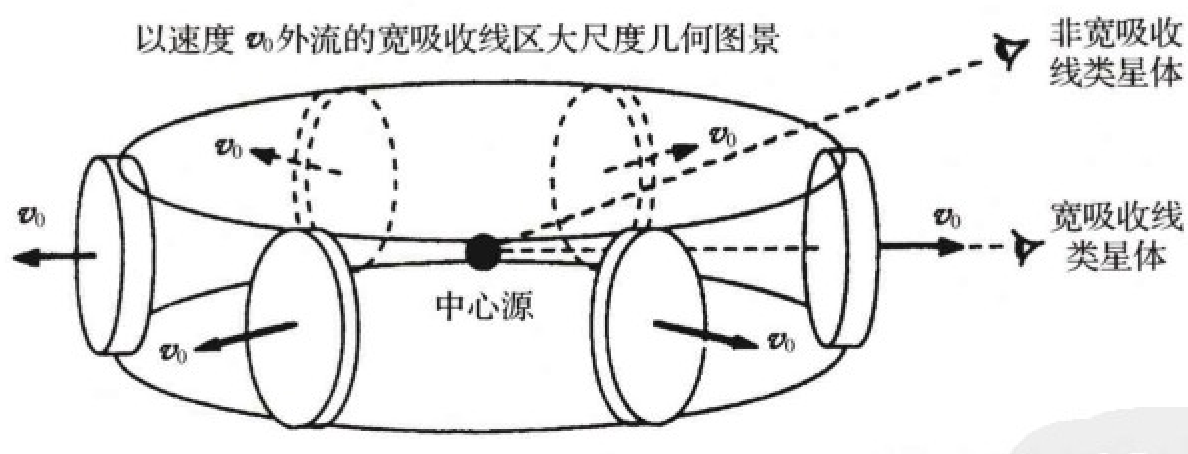


图 8.12　宽吸收线(BAL)形成的一种几何模型

A 型:非常宽的吸收线,必须具有除 Lyα 以外的宽吸收线。典型线如 CⅣ λ1549Å,展宽达 1350～1600Å,相应的外流速度可以超过 0.1c,甚至达到接近光速。A 型又称为宽吸收线型(BAL),BAL 已成为类星体吸收线中研究的热点之一。BAL 型类星体仅仅出现在中、高红移的类星体中,大约占 3%～10%。BAL 究竟是怎样形成的,一种看法认为,造成 BAL 仅仅是几何原因,围绕黑洞有一吸积盘,当观测者贴近吸积盘方向观测时,便会穿过厚的吸积盘物质层,从而形成宽的吸收线。这种解释给出的发现 BAL 类星体的概率与观测是符合的。

B 型：锐的吸收线。发射线红移 Z_e 和相邻吸收线红移 Z_a 满足

$$\frac{Z_e - Z_a}{1 + Z_e} \leqslant 0.01$$

也就是说，吸收线和发射线之间的速度差不超过 3000 km/s，造成这种类型吸收线的吸收物质是在类星体的周围。

C 型：锐吸收线组，一些锐的吸收双线。最常观测到的双线系统如表 8.3 所示，其中，又以 CⅣ 和 MgⅡ 的双线最多，这两类双线的红移分布分别为

$$\text{C IV}: Z \approx 1.3 \sim 3.4$$

$$\text{Mg II}: Z \approx 0.2 \sim 2.1$$

表 8.3 类星体中常见的一些吸收双线

谱线	波长/Å	谱线	波长/Å
NⅤ	1238.8	AlⅢ	1854.7
	1242.8		1862.8
SiⅡ	1260.4	MgⅡ	2796.3
	1304.4		2803.5
SiⅣ	1393.8	CaⅡ	3934.8
	1402.8		3969.6
CⅣ	1548.2	NaⅠ	5891.6
	1550.8		5897.6

C 型线可能是由于延伸的、低密度的星系的晕形成的，这些星系都距离类星体很远，有人称为埋藏星系（embeding galaxy）。由于埋藏星系的距离不同，因而形成多重红移，在一些高红移类星系中，多重红移的数目可以达到 10 重以上。

在有的吸收线分类中，把 B 型和 C 型分为一类，统称为重元素吸收线。

D 型：又称为 Lyα 森林或线丛，由于它对于探测宇宙中的物质具有重要的意义，将在 8.9 节中详细叙述。

§8.5 类星体的光度函数

光度函数是用来计算各类天体按光度的空间数密度分布，它是天体空间分布的一种统计特性。对于类星体来说，还需要考虑时间因素，即红移值 Z。因此，类星体的光度函数可表示为 $\Phi(M,Z)$。$\Phi(M,Z)$定义是在 Z 值下，单位空间体积内，单位绝对星等$[M-1/2, M+1/2]$间隔内类星体的数目，其单位为 $\mathrm{Mpc^{-3}mag^{-1}}$。如果 M 用光度 L 代替，也可以写为 $\Phi(L,Z)$。有的文献中还采用所谓积分光度函数 $\Psi(M,Z)$，定义为亮于 M 的所有类星体的空间密度，这时，也将 $\Phi(M,Z)$称为微分光度函数。显然

$$\Psi(M,Z)=\int_{-\infty}^{M}\Phi(M,Z)\,\mathrm{d}M \tag{8.10}$$

而空间密度 $N(Z)$为

$$N(Z)=\int_{-\infty}^{+\infty}\Phi(M,Z)\,\mathrm{d}M \tag{8.11}$$

计算类星体的光度函数有两个关键：一是观测样品的完备性，二是光度函数本身存在着随红移(或随时间)的演化。

任何一种巡天样品在完备性上都有局限性，除了进行常规的 K 修正以外，还可以根据发现类星体的方法的特点加以修正。在完成这些修正以后得到的样品也只能是在统计意义上相对完备的一组样品，当利用这组样品去构造光度函数时，还需要根据样品的特点加以限定。一种是按体积限制的样品(volume-limited sample)，即认为在某一体积 V_a 内所有的类星体都被观测到了。对于这样的样品，只要就每段红移范围按绝对星等 M 计数所观测到的类星体数目除以 V_a 便得到光度函数。但是，用体积限制的样品，很难保证在大体积范围内，当样品中有高红移类星体时，类星体不会被漏掉。另一种更常用的方法是按视星等限制样品(magnitude-limited sample)，即亮于某一极限视星等的类星体在这一天区内都被观测到了，在这种情况下，某一 Z 值的光度函数可表示为

$$\Phi(M,Z)\,\mathrm{d}M=\sum_{j}\frac{1}{V_a^j} \tag{8.12}$$

其中 V_a^j 称为可达体积(accessible volume)，其含义为对于第 j 个绝对星等为 M_j 的类星体，可能被观测到的最大体积。

按上述方法得到的光度函数 $\Phi(M,Z)$含有红移量 Z。正是由于 Z 的影响使

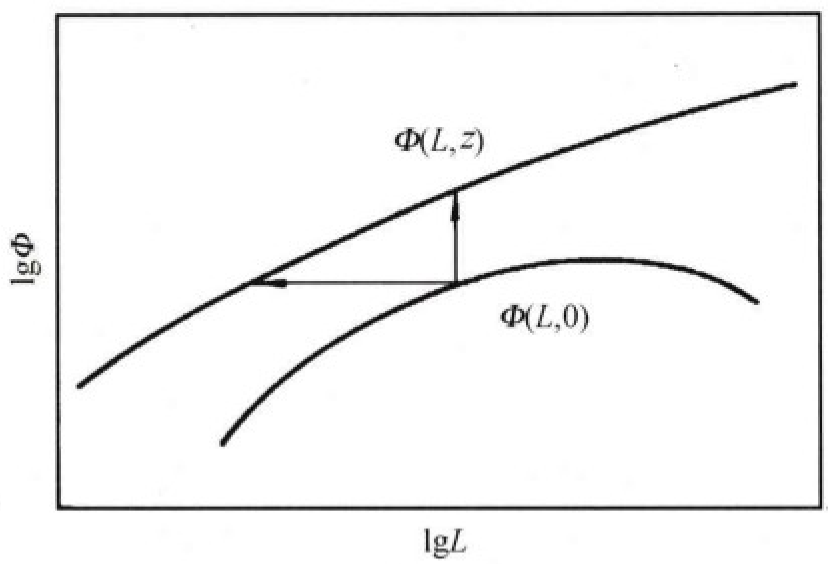


图 8.13　光度函数的两种演化模式：纯密度演化（垂直向上）或纯光度演化（平行向左）

类星体的光度函数变得复杂化，原因是类星体的光度函数存在着演化效应。光度函数的演化实质上是讨论如何从 $Z=0$ 的本地光度函数演化到 $Z=Z$ 的光度函数，即 $\Phi(L,0)\rightarrow\Phi(L,Z)$。图 8.13 形象地说明了两种极端的演化途径：一是光度 L（或 M）不变，仅数目增加；另一种是数目不变，仅光度变化。真实的演化规律目前尚不清楚，已提出的演化模式有以下 4 种：

1. 纯密度演化(PDE)

该模型是将光度函数表示为

$$\Phi(M,Z)=\Phi(M,0)\rho(Z) \tag{8.13}$$

上式中 $\Phi(M,0)$ 称为本地光度函数，$\rho(Z)$ 为密度函数。在纯密度演化模型下，光度函数的形状不随 Z 变化，$\rho(Z)$ 的形状可表示为

$$\rho(Z)=(1+Z)^K \tag{8.14}$$

K 为常数，适当选取 K 值，可以使计算出来的曲线与观测值符合。$\rho(Z)$ 也可以采取其他的表达式，如

$$\rho(Z)=\exp[\gamma H_0\tau(Z)] \tag{8.15}$$

其中 γ 为常数，$\tau(Z)$ 为回顾时间(look-back time)，回顾时间即为光的传播时间。纯密度演化模型对于深度巡天，当 $B>20^{\mathrm{m}}$ 时，与观测结果符合的不好，它预言了过多的暗类星体。

2. 纯光度演化(PLE)

纯光度演化认为密度保持不变，仅光度随红移演化，一般可以将光度函数写为

$$\Phi(M,Z)=\Phi[M_0-\Delta M(Z)] \tag{8.16}$$

M_0 是 $Z=0$ 的绝对星等，纯光度演化实质上是假定 Z 处的光度函数仅仅是 $Z=0$ 处的光度函数沿横坐标（光度轴）移动了 $\Delta M(Z)$，如图 8.13 所示。

至于光度演化的形式，可以取下面的两种形式：

$$M = M_0 - 2.5K\lg(1+Z) \tag{8.17}$$

或

$$M = M_0 - 1.086K\tau(Z) \tag{8.18}$$

其中 K 为常数，$\tau(Z)$ 为回顾时间。

3. 依赖于光度的密度演化

纯密度演化和纯光度演化都存在着局限性。事实上，密度的增加依赖于绝对星等，高光度天体比低光度天体演化的要快，于是，施密特和格林提出了如下的演化模式

$$\Phi(M,Z) = \Phi(M,0)\exp[K(M_0 - M)\tau(Z)] \tag{8.19}$$

上式中 K 和 M_0 是根据样品定出的常数，为了保证高光度类星体演化速度快，当$M>M_0$时，令 $K=0$。

后来，又提出了一种单幂律形式的函数

$$\Phi(M,Z) = \Phi(M,0) \times 10^{-0.4[M-M(Z)](\alpha+1)} \tag{8.20}$$

上式中 α 仍为待定常数。

4. 混合演化

尽管实际计算曲线与纯密度演化有差别，但在类星体的暗端（低光度端）仍需要密度演化模型去拟合。欧斯特里克（Ostriker）提出了一种可以同时拟合亮和暗类星体的演化模型

$$n(M,t) = 0.921n_0 \frac{\exp[j\tau(M^* - M)]}{l^{0.7}(1+l)^{3.8}} \tag{8.21}$$

上式中 $n(M,t)$ 称为指数密度，相当于光度函数。而

$$M^* = M_0 - 1.086K\tau$$
$$M_0 = -22.5$$
$$l = l/l_* = 10^{-0.4(M-M_0)} \tag{8.22}$$

n_0，j，K 都是常数。分析式 8.21 不难理解，当 $j=0$ 时，对应于纯光度演化；当 $j\neq0$时，对应于依赖光度的密度演化。

混合演化模型在解释现有的巡天观测资料方面比较成功，这个模型的缺陷在于它预言了比实测多的高红移类星体。同时，模型的自由参数较多，难于给出具体的确切的演化形式。

各种演化模型的比较表明，对于类星体的亮端，当 $B\leqslant20^m$ 时都是采取幂律

形式，各模型的差别不大；而对于暗端，一般都采取指数形式，不同模型有显著差别。为了验证模型的可靠程度，需要更暗的类星体观测样本。

图 8.14 是比较完备的类星体的光度函数，其中对不同 Z 值段按不同的模式去拟合，目前还不能给出一个统一的模式。

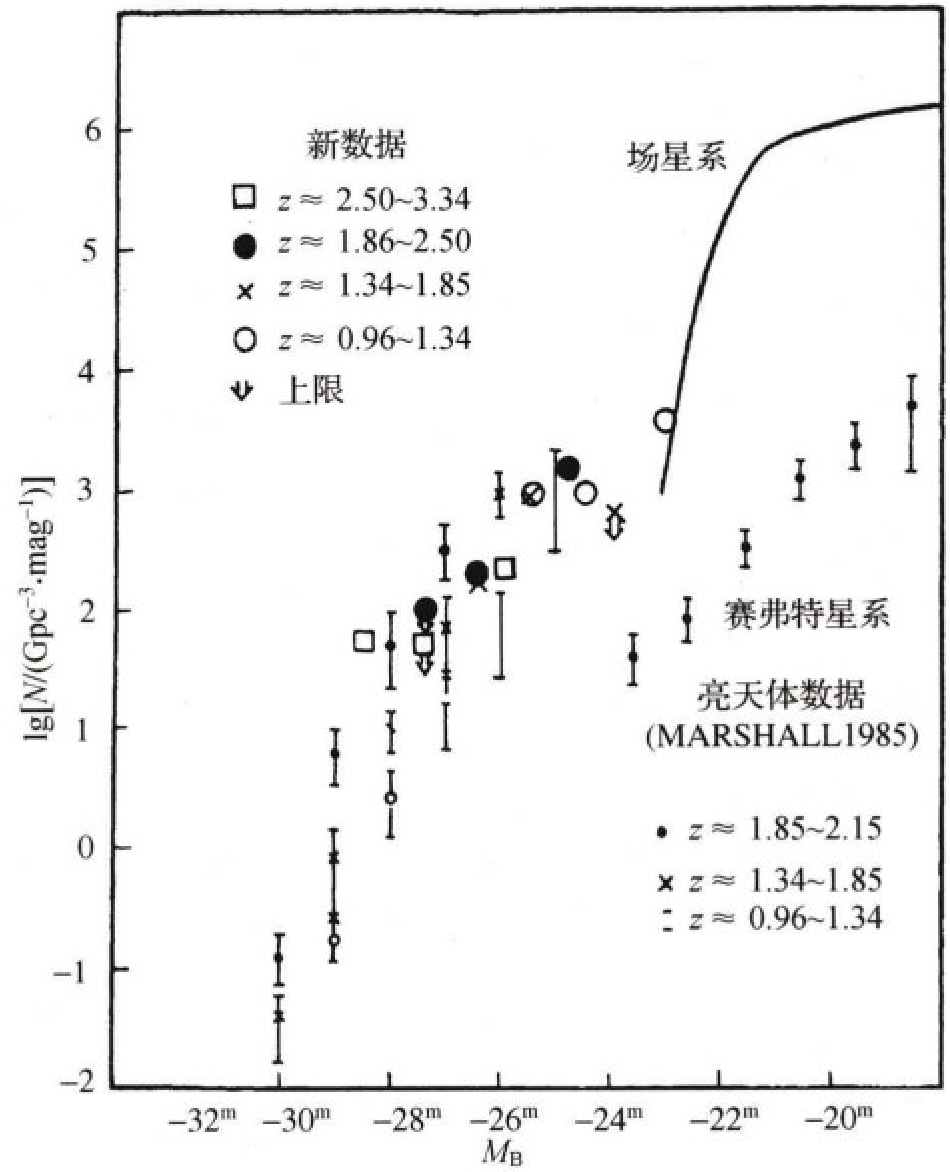


图 8.14　类星体的光度函数。按不同的红移段得出

在构造光度函数时，需要知道所谓本地光度函数，即 $\Phi(M,0)$。在实际计算中，取 $Z<0.1$ 的类星体得出的光度函数作为本地光度函数。但是，$Z<0.1$ 的实际类星体数目很少，难以从观测样本直接给出完整的本地光度函数，以往多用施密特和格林的亮类星体样本（PBQS）作为本地光度函数，但后来大多用赛弗特星系的光度函数作为本地光度函数，或者用两者合在一起作为本地光度函数。

§8.6 赛弗特(Seyfert)星系

1943年,美国天文学家卡尔·赛弗特(Carl K. Seyfert)在威尔逊山天文台(Mount Wilson Observatory)从事星系的红移研究中注意到了有些星系具有反常的发射线和明显的星系核。他当时只发现了6颗这样的星系,并没有引起人们的重视。等到类星体发现之后,人们发现这类星系和类星体的光谱非常相似。25年之后,前苏联天文学家马卡良开始在比拉干天文台用口径1 m的施密特望远镜从事蓝星系的巡天观测,连续发表了马卡良天体星表。在马卡良天体中,约有10%是Seyfert星系,因而使Seyfert星系的数量增加很多。此外,兹维肯(Zwicky)根据星系形态筛选的致密星系也表明有许多是Seyfert星系。截止到2000年,共发现有1711个Seyfert 1星系。

一、观测特征与分类

Seyfert星系的观测特征主要表现为:

(1) 光谱中有明显的发射线,包括允许线、半禁线和禁线。允许线的宽度一般都比较宽,如巴耳末线可达到多普勒宽度500~10000 km/s。

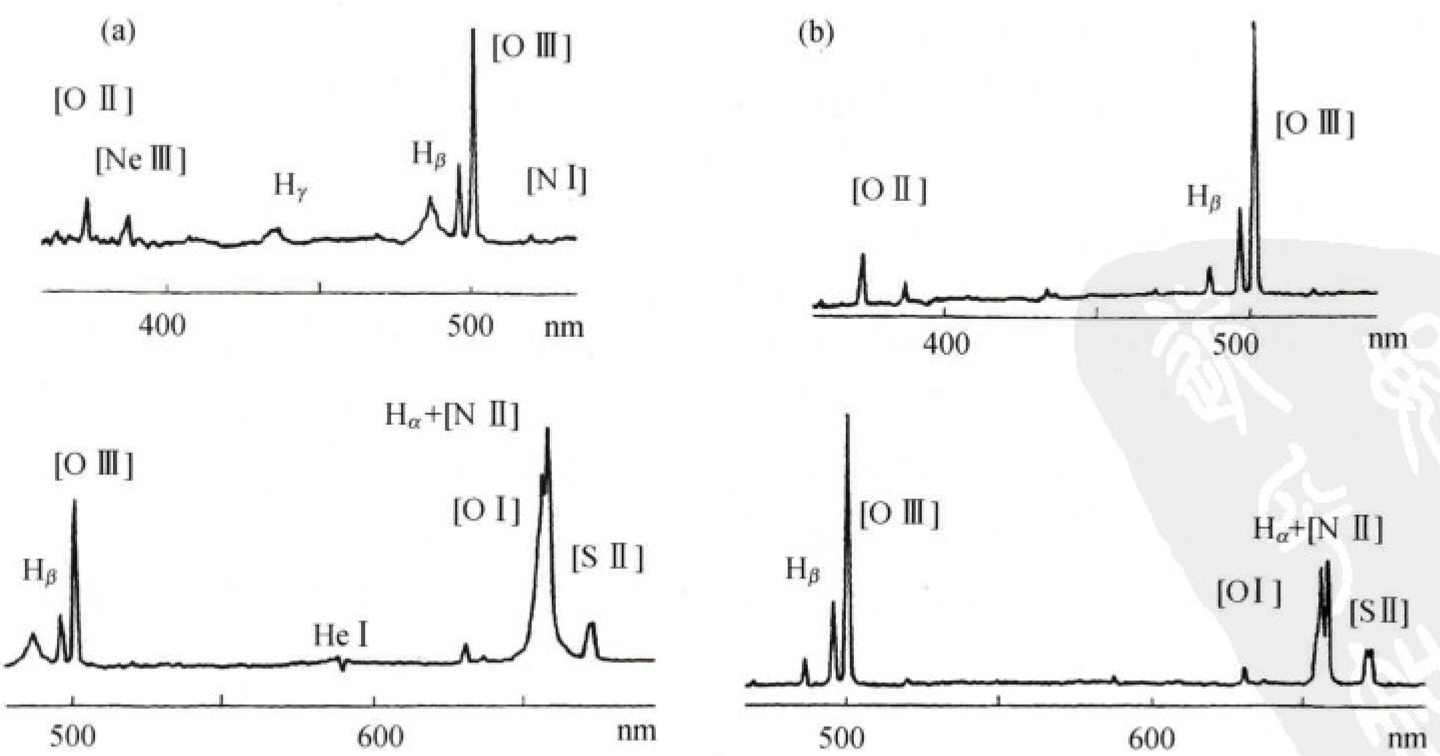


图8.15 Seyfert 1 (a)和Seyfert 2 (b)的典型光谱。注意(a)、(b)光谱都是分两段给出的

(2) 母星系一般是旋涡星系 Sa 型或 Sb 型，活动星系核十分明显，呈恒星状的致密核，其大小仅有约 1pc。

(3) 连续谱呈蓝色或紫外超，为非热谱或不完全是非热谱。

(4) 绝对星等 $M_v > -24^m$。

到了 20 世纪 70 年代初，Seyfert 星系被分为 2 个次型：Seyfert 1 和 Seyfert 2。两者的划分主要是根据谱线宽度，Seyfert 1 的允许线宽度非常宽，H_α 的全宽度 >3000 km/s；而 Seyfert 2 的允许线宽度和禁线宽度差不多，一般在 500～1000 km/s。最典型的判据方法可以比较谱线 H_β 和[OⅢ]λ5007：

H_β/[OⅢ]λ5007≈1　　　Seyfert 1

H_β/[OⅢ]λ5007≈0.1　　　Seyfert 2

另外，单独根据[OⅢ]λ5007 的宽度也可以区分：

FWHM(λ5007)≈370 km/s　　　Seyfert 1

FWHM(λ5007)≈500 km/s　　　Seyfert 2

FWHM(Full Width at Half Maximum)指谱线强度 1/2 处的全宽度，称为谱线的全半宽，而对于其他的发射线星系，其宽度只有 250 km/s。

在光变方面，Seyfert 1 一般都有光变，光变时标从几周到几个月；而 Seyfert 2一般没有光变。

从偏振度来看，Seyfert 1 要高一些，达到 1%～8%；而 Seyfert 2 只有 1%～4%。

到了 20 世纪 80 年代，有人试图将 Seyfert 星系分为更多的次型，例如，根据谱线的相对强度，若所有的谱线轮廓都清楚——Seyfert 1.5；H Ⅰ 的发射线中，H_α 相对弱，但出现 H_β——Seyfert 1.8；H_β 几乎看不出来——Seyfert 1.9。这种过分详细的分类方法表明了 Seyfert 星系的谱线强度和轮廓是相当复杂的，只有在仔细区分各种 Seyfert 星系的观测特征时，这种过细的分类方法才有人采用。

在所有的 Seyfert 星系中，Seyfert 1 约占 60%，Seyfert 2 约占 40%。

二、Seyfert 星系的发射线

Seyfert 星系的光谱由连续谱加发射线组成，发射线的组成与类星体非常相似。在禁线中，观测到了许多高激发态的谱线，诸如[FeⅩ]λ6374，IP(激发电势)=234eV；[FeⅪ]λ7892，IP=262eV，甚至在ⅢZw77 中曾观测到[FeⅩⅣ]λ5303，IP=361eV。

根据发射线的强度来区分 Seyfert 1 和 Seyfert 2，可以从物理结构上来加以解释。对于 Seyfert 1，宽的巴耳末线和窄的禁线形成于不同的区域，分别称为宽线区(BLR)和窄线区(NLR)，两者的物理状态如表 8.4 所示：

表 8.4　Seyfert 1 的 BLR 和 NLR 的物理状态

	BLR	NLR
半径	0.1～1pc	10^2～10^3 pc
电子密度	10^8～10^{11} cm^{-3}	10^3～10^6 cm^{-3}
温度	(1～2)×10^4 K	(1～2)×10^4 K
充满因子	10^{-2}～10^{-3}	10^{-2}～10^{-3}
质量	10^2 $M_\odot$	10^5～10^6 $M_\odot$
云的速度	10^3～10^4 km/s	5×10^2 km/s
相对丰度	H—1,He—0.1	H—10^4,He—10^3,N—1,O—4,Fe—0.1

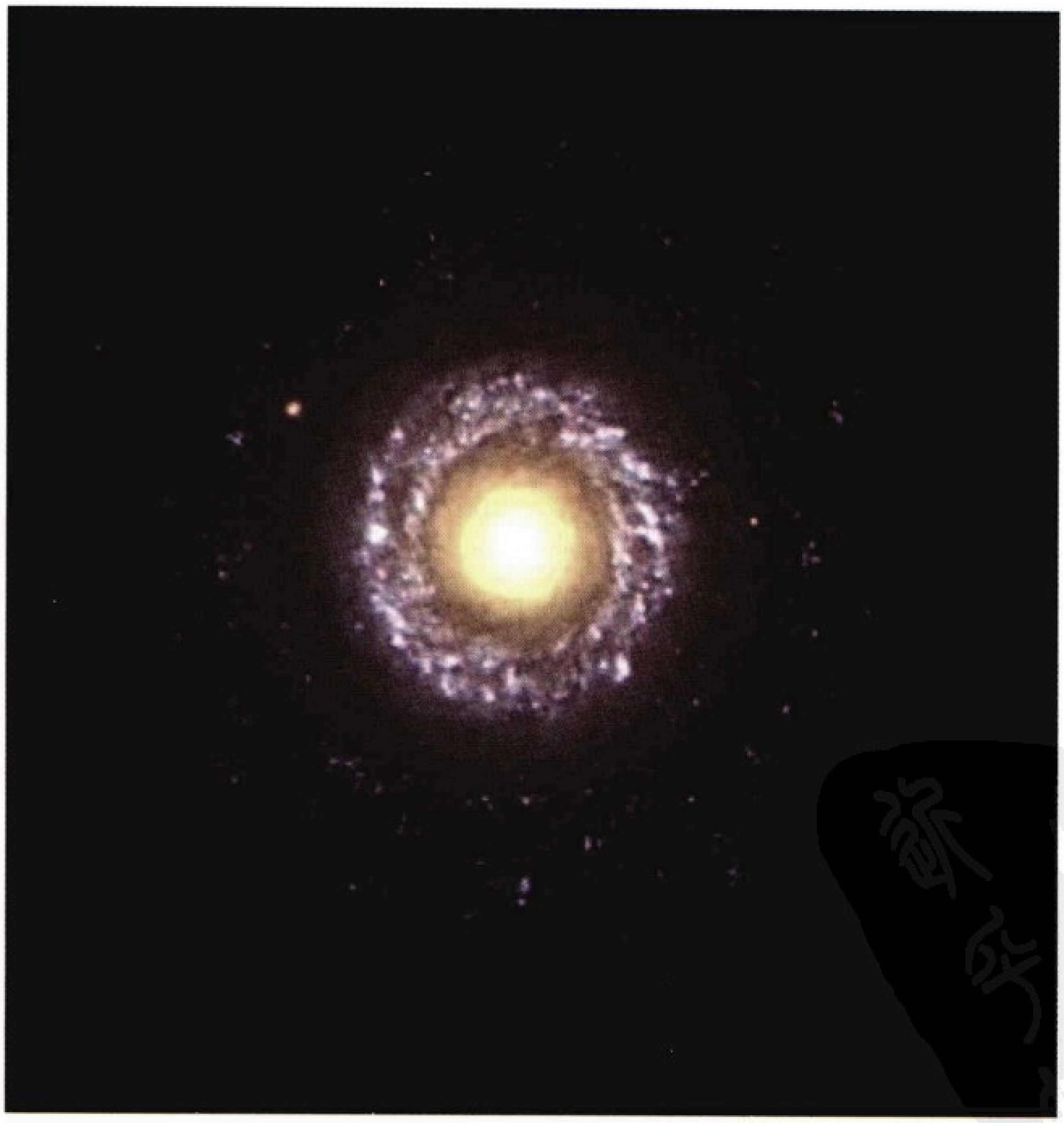


图 8.16　一颗典型的赛弗特星系 NGC7742。像一朵美丽的花环

从表 8.4 可以看出，宽线区的电子密度远远高于窄线区，而对于 Seyfert 2 来说，没有明显的宽线区和窄线区之分，因此，用这两类谱线的强度比便可以有效的区分 Seyfert 1 和 Seyfert 2。

巴耳末线的反常强度减缩也是 Seyfert 光谱的一个重要特征。在天体的等离子体气体中，巴耳末发射线一般是通过光致电离再复合过程形成的。对于约 10^4 K 的温度，其强度比应该是

$$H_\alpha : H_\beta : H_\gamma = 2.8 : 1.0 : 0.47$$

但对于 Seyfert 光谱，实际强度比要陡的多，也就是说，红端的谱线 H_α 比预期的强度要大。造成这种现象的可能原因有两种：第一，由于碰撞激发或辐射激发，或者巴耳末线的自吸收，使得氢原子的能态分布出现反常；第二，光谱整个被红化，这意味着能量被尘埃大量吸收，然后在偏红波段再辐射，这要求在 Seyfert 核的附近有大量的尘埃，核的亮度也会被减弱。的确，观测证实 Seyfert 星系多是很强的红外源。

三、Seyfert 星系的红外辐射和 X 射线辐射

Seyfert 星系的连续谱明显地偏离通常由恒星型光谱组成的星系核光谱，表现为热谱和非热谱混合在一起。Seyfert 1 多呈现幂律谱，而 Seyfert 2 则常混有恒星的光谱，以及由尘埃造成的红化。

Seyfert 连续谱的一个共同突出特征，是具有很强的红外辐射，或称为红外过剩(IR excess)。从近红外一直到 $>100\mu m$，尤其是 IRAS 卫星上天以后，发现大部分的 Seyfert 星系都可以在 IRAS 源上检测到。不仅如此，还可以利用 IRAS 源去发现新的 Seyfert 星系。由 IRAS 源发现的所谓热星体(warmer)，许多被证明是新的 Seyfert 星系。

Seyfert 星系在红外波段的辐射还表现出光变现象和偏振现象。

红外辐射的机制目前并不完全确切，一般认为是非热辐射和热辐射的结合，可以想到的辐射机制有：

(1) 相对论性电子的同步辐射；

(2) 恒星的光球辐射；

(3) 尘埃辐射。

对于红外波段来说，尘埃辐射也许占重要的地位，相比之下，类星体的红外辐射则弱得多。

Seyfert 星系的连接谱一直延伸到紫外波段也表现为非热谱，只是谱指数减小。那么，到了 X 射线波段的特征又是怎样呢？一直到了 20 世纪 70 年代中期

才发现几个 Seyfert 星系：NGC1275，NGC4151 和 NGC3783，都是 X 射线源。进入 80 年代，Seyfert 星系的 X 射线探测进展很快，观测表明，其 X 射线波段的辐射普遍很强，同红外辐射一样，这也是 Seyfert 星系的一个重要物理特征。

Seyfert 星系的 X 射线光度为 $10^{40} \sim 10^{45}$ erg/s，刚好和类星体的 X 射线光度相衔接，其特征有以下几点：

(1) Seyfert 1 和 1.5 的辐射光度明显大于 Seyfert 2

L_{HX}(2～10keV)	$10^{42} \sim 10^{45}$	Seyfert 1
	$10^{42} \sim 10^{43}$	Seyfert 1.5
	$10^{42} \sim 10^{43}$	Seyfert 2
L_{SX}(0.5～4.5keV)	$10^{41} \sim 10^{45}$	Seyfert 1
	$10^{41} \sim 10^{44}$	Seyfert 1.5
	$10^{40} \sim 10^{43}$	Seyfert 2

(L_{HX}和 L_{SX}分别是硬 X 波段和软 X 波段的光度)

(2) X 射线辐射同样具有光变，光变周期从日到周，光变幅度可以成倍地变化。一般说来，光变时标在分和小时量级的是很少的，根据光度时标，可以给出 X 射线辐射区的上限。

(3) 很多 Seyfert 星系的 X 射线谱可以用单一的谱指数去拟合。罗斯其尔德(Rothchild)曾用 11 个 Seyfert 星系的 X 射线辐射拟合出

$$f_\nu \propto \nu^{-\alpha}, \qquad \alpha = 0.62 \pm 0.04$$

该谱被证明延伸到软 X 射线波段(0.75～4.5keV)仍然成立，被称为“普适型谱”。

(4) X 射线的辐射与其他波段的辐射存在着相关性，虽然它们的辐射来自不同区域，但与光学波段和红外波段表现出明显的相关性。有人分析 X 射线辐射与某些发射线，如 H_α、H_β、[OⅢ]5007、甚至 21 cm 射电谱线之间也存在着联系。

四、Seyfert 星系与其他星系的演化联系

根据巡天观测，约有 1%的旋涡星系属于 Seyfert 星系。另外，从马卡良天体估计，约有 10%的马卡良天体是 Seyfert 星系，而所有星系的约 5%是马卡良天体，因此，Seyfert 星系占所有星系的 0.5%。这一结果意味着，旋涡星系中总是有 1%处于 Seyfert 状态，或者，每一个旋涡星系在演化过程中有 1%的寿命处在 Seyfert 时期。

测光观测表明，多数 Seyfert 星系呈现旋涡状星系结构，只有不到 1%是椭圆状星系结构。而且，旋涡结构还呈现出“环”状或近似圆形的旋臂，旋臂本身还可以分为内环和外环。这些特征表明，Seyfert 星系的核与周围的气体及恒星有

着密切的联系，也许，Seyfert 星系是刚形成的早期星系。

与 Seyfert 星系物理特性最密切的是类星体，尤其是 Seyfert 1，其光谱特征和类星体几乎没有差别。有人把 Seyfert 星系称为"微型类星体"(miniquasar)。那么，它们之间是否存在着演化上的联系呢？目前的结论似乎是肯定的。首先，Seyfert 星系的视星等—红移图或角直径—红移图显示出的弥散度相当小，虽然与椭圆星系相比弥散度大一些，但仍然很好地满足红移—距离的线性关系，因此，Seyfert 星系被认为是支持宇宙性红移的论证；其次，Seyfert 星系和一些低红移的类星体可以在视星等—红移图上衔接起来。

从光度角度来看，Seyfert 星系和类星体刚好衔接起来。Seyfert 星系核的光度相差 10^3 倍，即 3 个数量级，大多数类星体与最亮的 Seyfert 星系相比，只不过相差 10 倍左右。如果从最暗的 Seyfert 星系到最亮的类星体，光度的跨越范围也不过 10^5，即 $10^{43}\sim10^{48}$ erg/s。

Seyfert 星系和类星体的相似性表现在许多方面，诸如：连续谱、紫外超、强 X 射线、偏振以及光变等，以至于在许多情况下只能以光度来区分。目前取 $M_v=-24^m$ 为界限，亮者为类星体。

但是，Seyfert 星系和类星体在物理特性上也表现出许多根本上的差异，第一，高红移的类星体有吸收线出现，甚至有多重吸收，而 Seyfert 星系从来没有这种现象；第二，Seyfert 星系的母星系几乎都是旋涡星系；第三，某些典型发射线的强度比差别很大，例如 I(CⅣλ1549)/I(CⅢλ1909)，对于 Seyfert 星系大约为 5，而类星体只有 2 左右。上述这些物理特性上的差异也许体现了两者处于不同的演化阶段。

§8.7 其他类型的活动星系核

在 8.2 节中，我们曾对活动星系核的分类做了讨论。尽管活动星系核的种类繁多，但真正具有本质上类别意义的数量并不多。除了上述类星体和 Seyfert 星系之外，仅有 BL Lac 天体和 N 星系。

一、BL Lac 天体

1966 年兹维基在致密星系巡天中发现了一类新的活动星系核，以蝎虎座中的 BL 为典型天体，从此，这类活动星系核便称为 BL Lac 天体，最初发现的 BL

Lac 都是通过射电巡天得到的。平谱射电源的光学对应体至少亮于 20^m，光学光谱认证中没有或有很弱的发射线，这样的天体便很可能是 BL Lac。采用类似寻找类星体的光学巡天方法也可以找到 BL Lac，但效率很低。后来发现，利用 X 射线巡天是寻找 BL Lac 的一个重要途径。X 射线源认证为 BL Lac 的数目虽然远远少于类星体或 Seyfert 星系，但对于发现 BL Lac 来说，却仍然是重要的手段之一。到 2000 年，共发现 462 颗 BL Lac，其中，有一半是通过射电方法发现的，大约 1/3 是通过 X 射线源方法发现的。

BL Lac 天体的主要观测特征表现为：

1. 非热型连续谱

从射电、红外到光学，甚至延伸到 X 射线都表现为典型的非热型幂律谱，虽然谱指数在不同波段有较大的差别。BL Lac 在射电波段呈平谱，有很强的辐射，在红外波段的辐射也很强，这是 BL Lac 天体的另一个显著特征。X 射线谱同样表现为非热型，过去都是用单一的幂律谱来描述，后来发现，仅 X 射线谱也需要用双幂律谱才能与观测拟合得更好。造成双谱的原因，一般认为软 X 射线部分是由于同步辐射形成的，而硬 X 射线部分是由于逆康普顿过程形成的。

2. 快速光变

快速光变现象对于 BL Lac 天体表现十分明显。光变周期是不规则的，光变时标从小时量级到几个月，光变幅度往往达到几个星等。个别 BL Lac 天体的光变甚至呈现灾变性的，在几周内变幅达 5 个星等，相当于光度变化 100 倍。BL Lac 天体的光变现象不仅发生在光学波段，在红外和 X 射线波段同样有光变。

BL Lac 天体的光变时标与波段有关，光学波段往往是小时或天的量级，而射电波段则达到月的量级。

由于光变的不规则性，BL Lac 天体还出现双重光变周期，短的光变叠加在长周期变化上，其原因目前尚难以圆满地解释。

3. 高偏振度

在活动星系核中，BL Lac 天体的偏振度可能是最高的，常常可以达到 30%。偏振度同样与波长有关，随波长的增加而减少，而且偏振度本身也呈现变化。

4. 没有或仅有很弱的发射线

BL Lac 天体通常是观测不到发射线，或者仅有很弱的 OⅢλ5007 宽发射谱。

但是，近年来随着观测精度的提高，发现大多数 BL Lac 天体都具有不同强度的发射线，特别是当连续谱处于光极小时表现的更为明显。包括 BL Lac 天体本身也观测到了发射线，这不仅改变了原初对 BL Lac 天体的认识，也为构造其物理模型带来了新的困难。

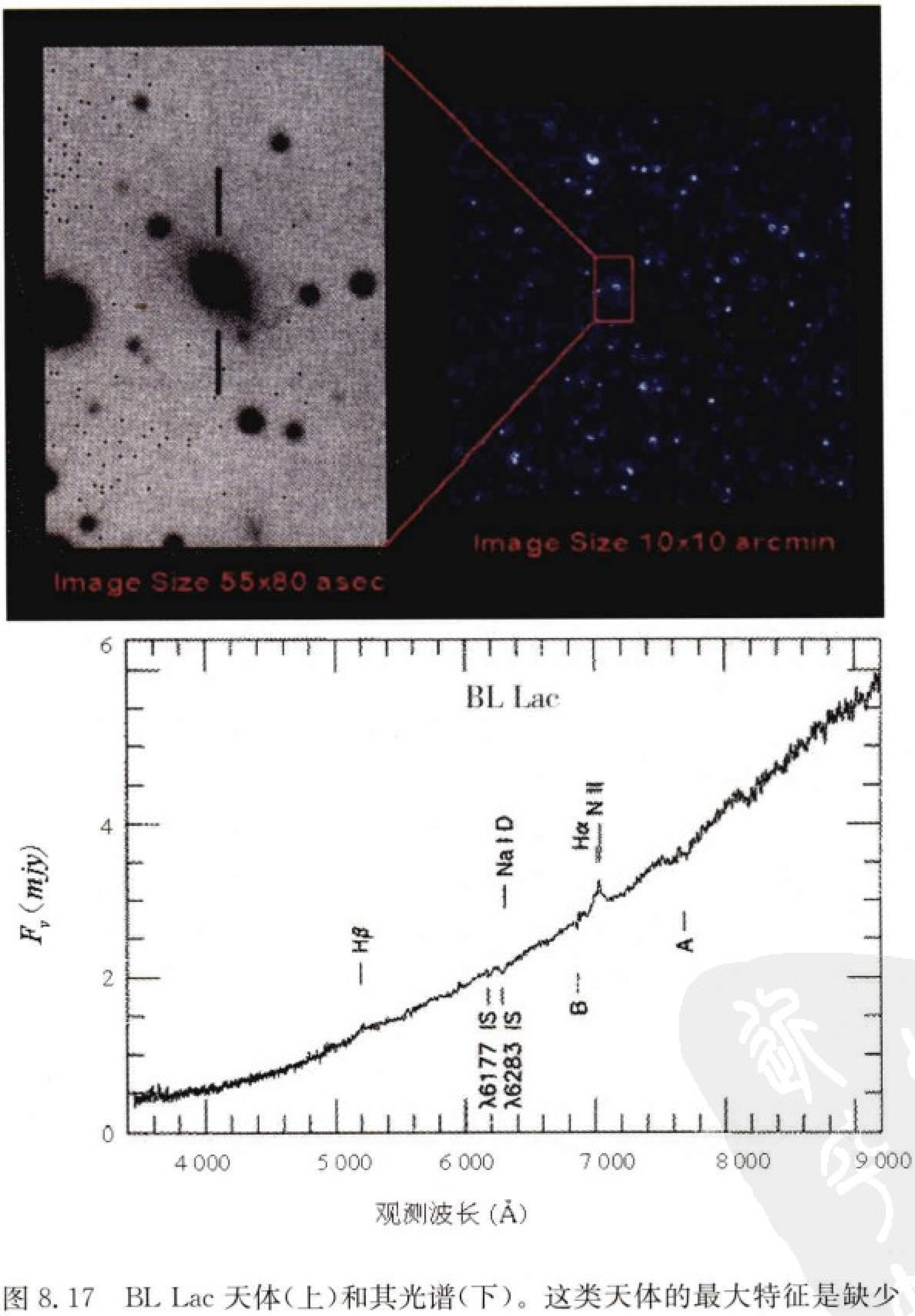


图 8.17　BL Lac 天体(上)和其光谱(下)。这类天体的最大特征是缺少特征，尤其是没有明显的发射线，不容易被发现

由于 BL Lac 天体的发射线很弱，测量红移只能通过弱的吸收线。个别显示出 21 cm 射电谱线的，也可以用 21 cm 谱线的位移来测量红移。

以 BL Lac 天体为代表的这类活动星系核的典型物理特性是光变和偏振，近年来，将这类 AGN 统称为“BLAZAR”，中译名为“闪偏天体”。闪偏天体在观测上和物理模型上都是天文学家们感兴趣的研究课题之一，但是，目前的研究状况是观测数据显得不够充分，理论模型也不成熟。

目前的理论模型是将 BL Lac 天体分为两类：一类是中等强度的射电星系，称为 FRⅠ(Fanaroff-Riley Type Ⅰ)，其喷流方向朝向观测者，因而形成了光变和偏振现象；另一类是强射电源，称为 FRⅡ(F-R TypeⅡ)，它们处在更远的距离上，其喷流方向几乎正对向我们，因此呈现更快速的光变现象。

从演化的角度上，BL Lac 天体在很多物理性质方面与类星体接近。因此，也有人认为 BL Lac 天体就是类星体，只不过在到达观测者的路程上受到了微引力透镜的影响。

二、N 星系

N 星系的概念最早是由摩根(Morgan)引入的，其特征是中心具有一个亮的像恒星的核，周围被低亮度的延伸的星云包围。中心亮核的颜色和类星体相似，而延伸云的颜色和亮度分布类似巨椭圆星系。因此，桑德奇认为，N 星系可能是通常的 E 型星系，中间有一个微型类星体。后来发现，不仅仅是椭圆星系，个别的旋涡星系也有同样的现象，均可称为 N 星系。

以上讨论过的 4 种活动星系：类星体，Seyfert 星系，BL Lac 天体和 N 星系都是典型的活动星系核，其中的每一种都是独立的一类。除此之外的各种活动星系核原则上不再是单独的类别，而是根据其某些物理特征综合命名的。那么，这 4 种活动星系核有没有演化上的联系呢？

形态特征：

Seyfert	亮核＋旋涡星系
N	亮核＋椭圆星系
BL Lac	星系?
SQO	亮核

连续谱：非热＋热，以非热为主

有关这些活动星系核在物理本质上的联系我们在后面还会加以讨论。

三、LINER

在非独立类活动星系核中，我们只讨论两类：LINER 和星暴星系。

LINER 的全称为“具有低电离核发射线区的星系”(Low Ionization Nuclear Emission-line Region)。在 LINER 光谱中有几个显著的特点：第一，低电离电势线[OⅠ]λ6300 很强，而高电离电势线[NeⅤ]和[FeⅦ]观测不到；第二，[OⅡ]λ3727/[OⅢ]λ5007≈1，而在 Seyfert 星系中只有 0.5 左右，H_β 线显得很弱，因此，用[OⅢ]λ5007/ H_β 也可以将 LINER 区分出来，其典型值在 3～7 之间，而对于其他的活动星系核一般都小于 1；第三，典型发射线的宽度只有 200～400 km/s，远远窄于其他的活动星系核。

LINER 的光谱为什么会出现上述的特殊情形，尚没有明确的物理模型，目前也只能用光致电离模型去解释。但是在 LINER 光谱中观测到[OⅢ]λ4363，它需要 40000K 的运动温度才能激发，这显然与总体处于低电离电势状态的光致电离模型矛盾。目前的解决办法是认为由于激波形成的，其云块的速度达到 200 km/s。

图 8.18 是从基特峰(Kitt Peak)天文台 4 m 望远镜上观测到的这类天体的光谱，从中可以看出 LINER 光谱的主要特征。

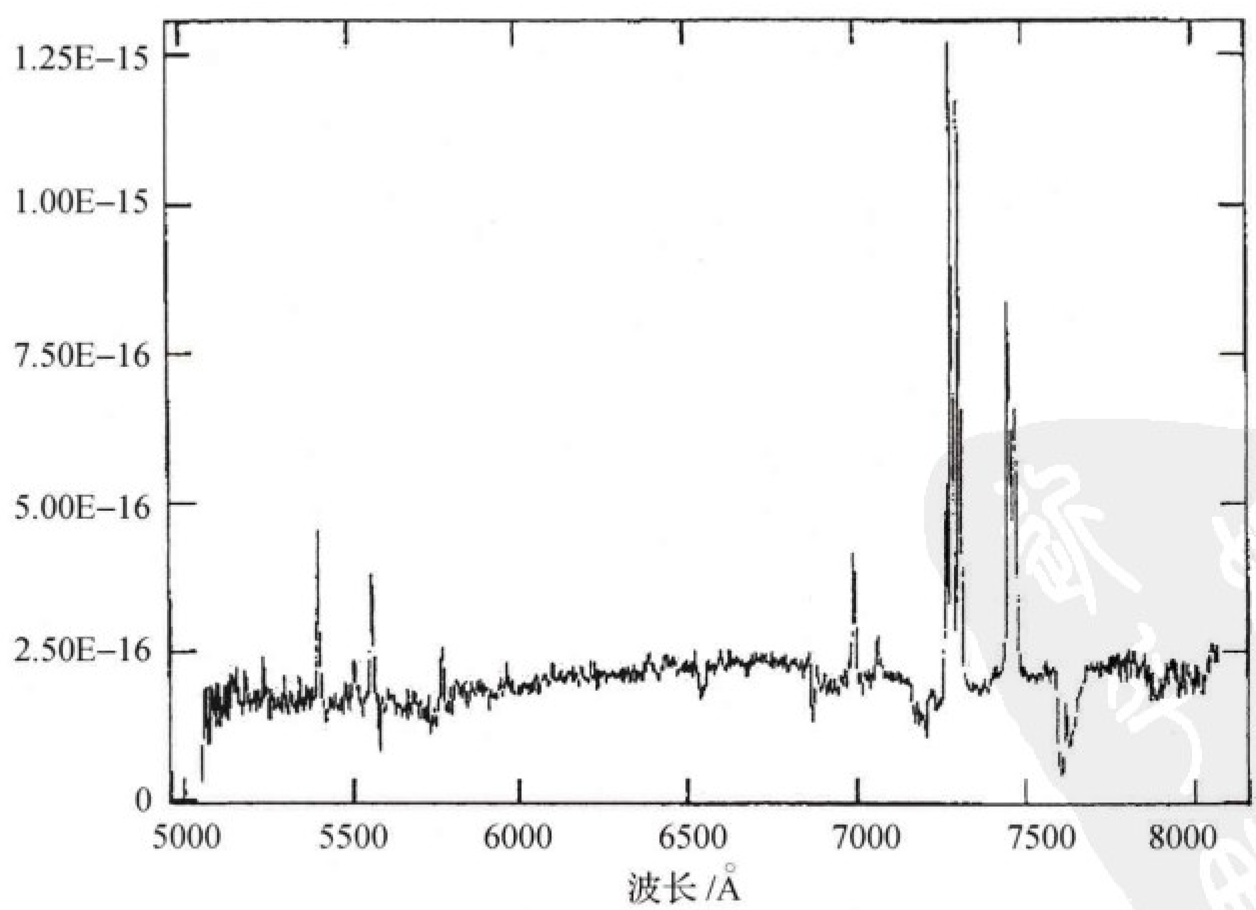


图 8.18　1996 年 6 月 6 日在美国 Kitt Peak 天文台由作者和台长格林(Green)拍摄的 IRXP J160338＋1554.1 的光谱

四、星暴星系

星暴星系(starburst galaxy)是指有大质量恒星爆发或正在形成着的星系。观测表明,在近距离的旋涡星系和不规则星系中,约有10%的星系具有极强的红外辐射、X射线辐射和射电辐射,并显示很强的星云发射线。这些都表明在星系中伴随着大质量的恒星爆发过程,这类星系目前便统称为星暴星系。

星暴星系和普通星系中恒星的形成有着本质上的区别:一是时标短,对于星暴星系说,典型的爆发时标只有约 10^7 年,而对于普通星系的恒星形成过程,大约是 $10^9 \sim 10^{10}$ 年;二是爆发的区域不同,星暴星系的爆发是出现在核心区域,尺度仅仅是约 1 kpc,而普通星系中的恒星形成区是在星系盘或旋臂中。

星暴星系的巡天观测主要来自两项大规模的巡天计划:马卡良巡天和IRAS巡天,但从这些巡天观测资料中筛选出的星暴星系的数目并不多。由于星暴星系目前还缺乏十分严格的定义,被确定为星暴星系的数目只有几百颗。

在连续谱能量分布(SED)上,如果同一般的活动星系核相比,星暴星系在远红外波段($60 \sim 100\mu m$)呈现出明显的峰值。进一步的高空分光观测表明,在这些波段上伴随有尘埃谱线,分子吸收,以及氢和氦的共振线,同时,观测到了只有激波才能激发的高电离谱线。

根据氢和氦线的强度分析,得出星暴星系有效温度 T_{eff} 范围为38 500～47 000K。根据质量在 $30 \sim 60M_{\odot}$ 的 O7～O5 型星的谱线,得出年龄只有 $10^7 \sim 10^8$ 年。

星暴星系和通常意义下的活动星系核有没有演化上的联系呢?从一系列物理特征上的相似性和演化年龄的分析,通常认为星暴星系是活动星系核演化的前身。作为演化的初始阶段,星暴星系和 LINER 以及 Seyfert 2 十分相似,处于大质量的热主序星形成阶段。这一阶段的后期,可能出现大质量的沃尔夫-拉叶(Wolf-Rayet)型恒星,温度达到 10^5K,中心区域开始形成黑洞。进一步演化则出现超新星型的恒星爆发,形成具有中心黑洞的标准的 AGN。典型的星暴活动现象主要局限在 $Z \approx 1$ 的回顾时间范围内,超过 $Z=1$ 的时标,星暴活动开始减弱。但是,对于高红移的活动星系核,一直到 $Z=4$,仍观测到超强的红外辐射,表明恒星形成活动仍在继续着。

§8.8　喷流和视超光速现象

喷流(jet)是活动星系核特有的物理图像,早在1918年M87便被发现有光学喷流。1953年,用射电望远镜发现天鹅座A具有2个明显的射电旁瓣,同时伴随有光学对应体。1980年,美国国立射电天文台的甚大阵(Vary Large Array,缩写为VLA)投入观测,加之甚长基线干涉仪(Vary Large Baseline Interferometry,缩写为VLBI)的投入使用和不断完善,发现了大批的活动星系核具有射电喷流。

根据射电辐射流量,可以把活动星系核分为射电噪(radio load)型和射电宁静(radio quiet)型。而根据射电源的大小,又可以分为展源和致密源。致密源的角大小都在1″之内。我们感兴趣的喷流现象在所有的展源中都能不同程度地观测到。从理论上,如果活动星系核的核心部分是由黑洞和吸积盘构成的,那么,吸积盘中角动量的丢失,就必然导致喷流现象的出现。因此,随着仪器灵敏度的提高,必然会发现更多的喷流。

一、喷流的形态、对称性和大小

射电喷流的形态千差万别,但它们共同的特征是气体从星系的核心部分被抛射出去,形成充满热等离子体的喷流。天鹅座A是一个典型的对称型的喷流(图8.19),尽管在致密核心部分不完全是对称的,喷流形成的2个巨大的射电旁瓣相距达100 Mpc,一个旁瓣的大小约为17 kpc,其能量估计有$10^{60}\sim10^{61}$ erg,相当于10^7个超新星爆发释放的能量。

多数射电喷流都是不对称的。NGC6251(图8.20)本是一个普通的椭圆星系,但其巨大的射电喷流和复杂的结构引起了世界上所有大型射电望远镜的兴趣。最上端的全图是由德国的Westerbork综合孔径在610MHz上观测的,其整个尺度在2Mpc,相当于60倍的普通光学星系大。以下各图是由美国VLA逐次放大观测的细节,最下一幅图是VLBI观测的最核心部分,其大小只有8光年左右,这样的分辨本领已经接近吸积盘的外缘。核心的取向和整个喷流的准直性非常好,表明喷流至少在几亿年内都处在稳定的喷射状态中。

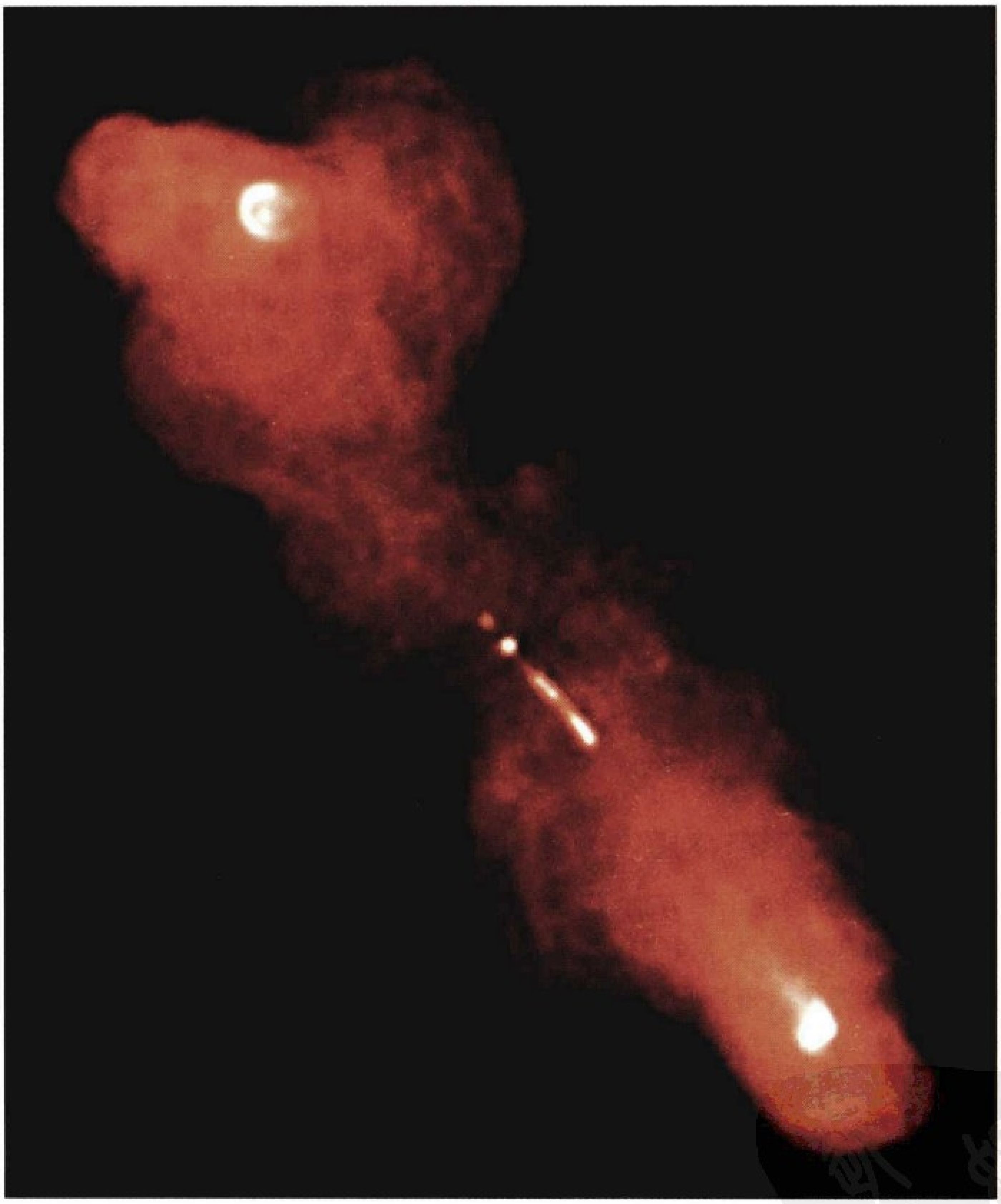


图 8.19 射电星系 3C-219 的强大喷流,如同艺术品一般

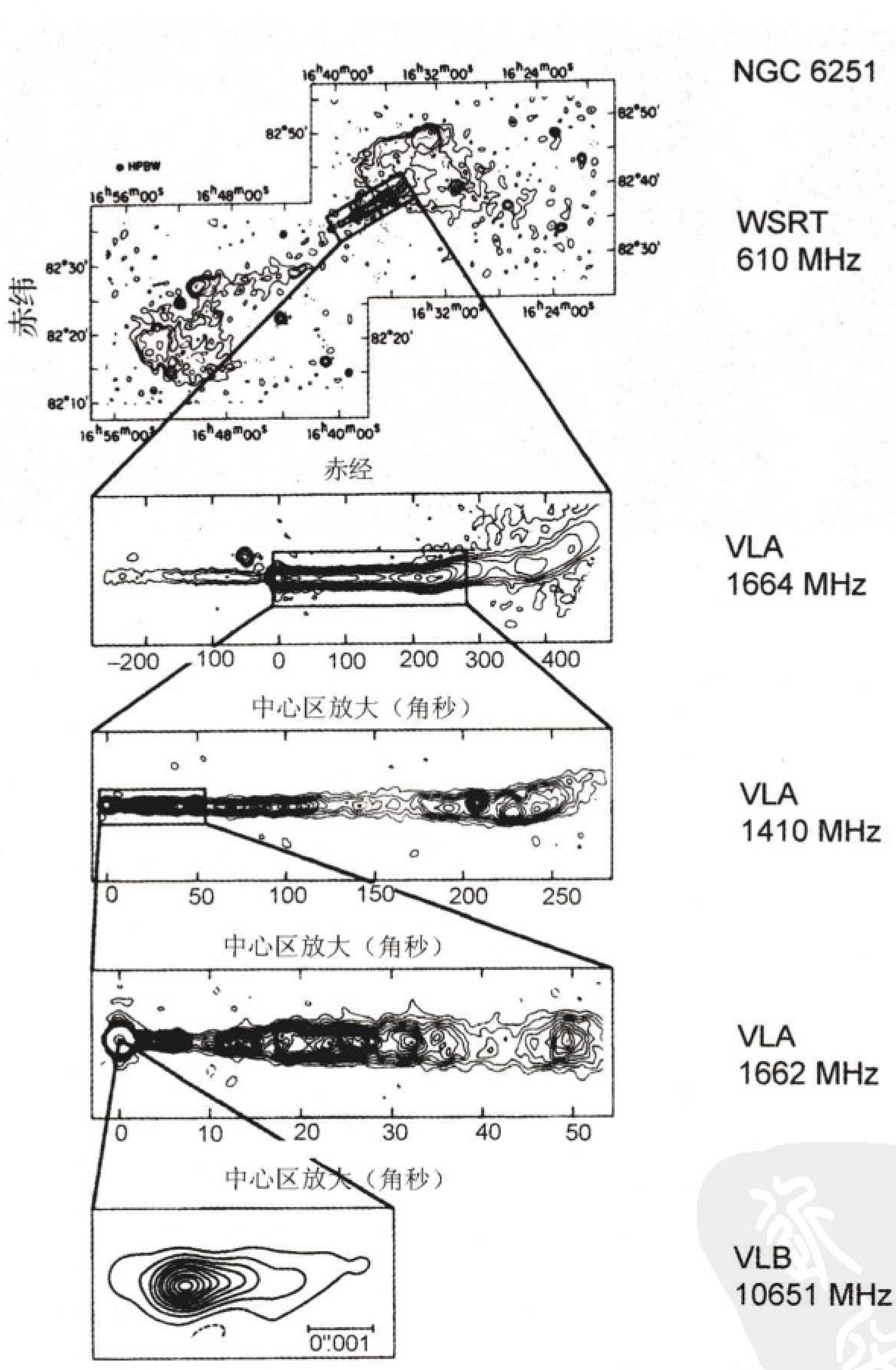


图 8.20　NGC6251 的巨大射电喷流。该图依次给出每个局部的放大图，一直到核心区域

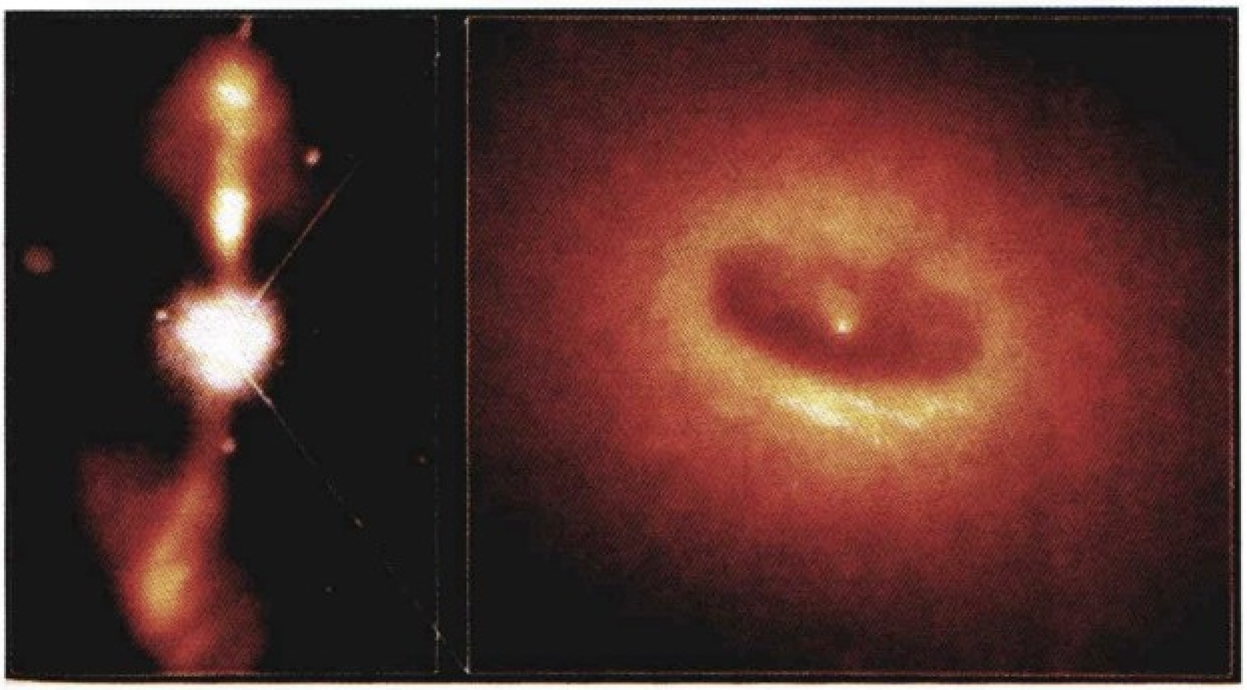


图 8.21　喷流的确是从活动星系核发出的，右图是中心部分的放大

二、视超光速现象

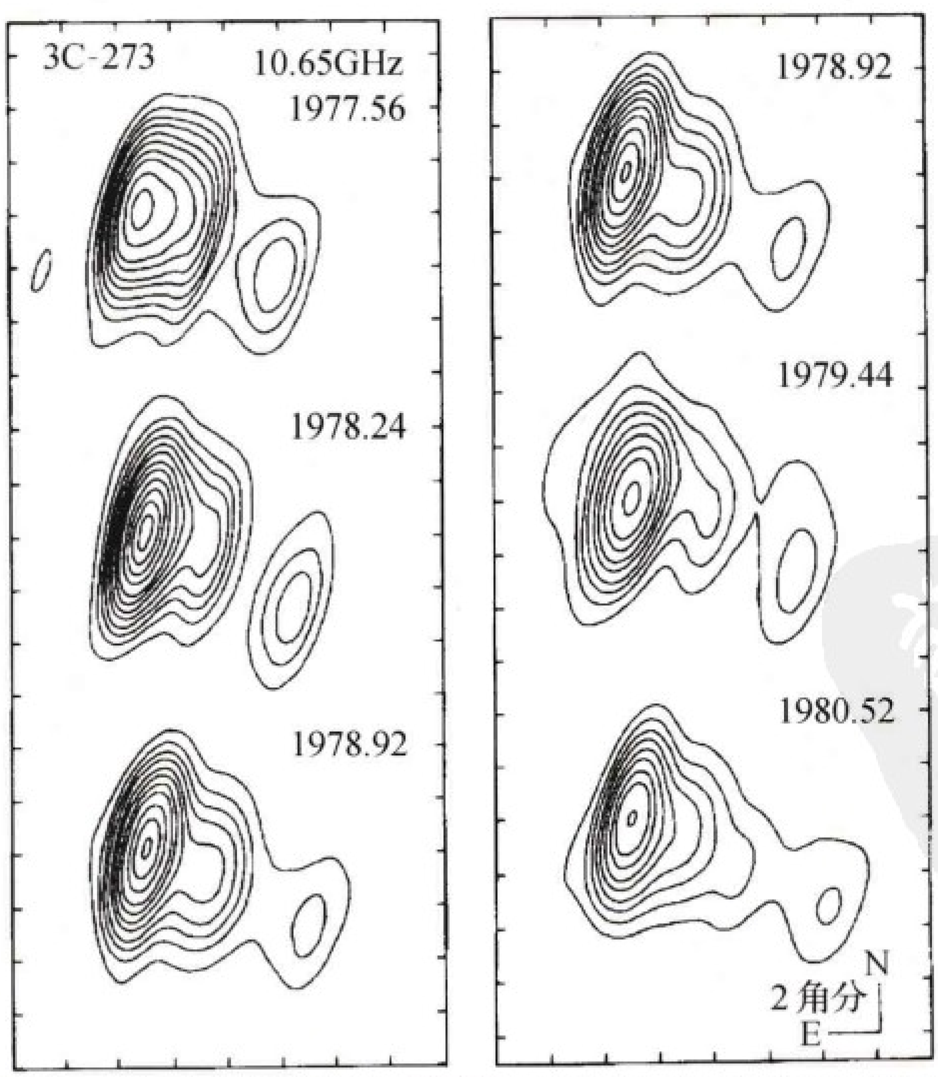


图 8.22　3C－273 的 VLBI 观测图，图中标出了每次观测的时间，可以清楚地看出其亮结在不断地分开

对于一些致密源来说，虽然没有观测到巨大的射电喷流，但却发现了超光速的膨胀现象。3C－273是首先被发现的超光速源，它不仅有射电喷流，同时具有光学喷流。累积观测这个单边喷流，发现其亮结核与星系核的距离居然以超光速的膨胀速度在改变着，如图8.22所示。3年间(1977.5.6～1980.5.2)喷流中亮结核与星系核的距离以角速度$\mu=0.''0008$/年扩张着，若取3C-273的距离为$d=440h^{-1}$Mpc，则不难算出其视膨胀速度为

$$V_{视}=\mu d=1.67\times10^{11}h^{-1}\mathrm{cm\ s^{-1}} \\ =5.57h^{-1}c \qquad (8.23)$$

其中h^{-1}是以$H_0=100$为单位的哈勃常数的倒数。后来发现，3C－111的膨胀速度甚至达到了45c，如何解释这一现象呢？一种观点认为，的确存在着超光速粒子，光速被“真的”超过了。多数观点认为，超光速仅仅是视觉上的“错误”。

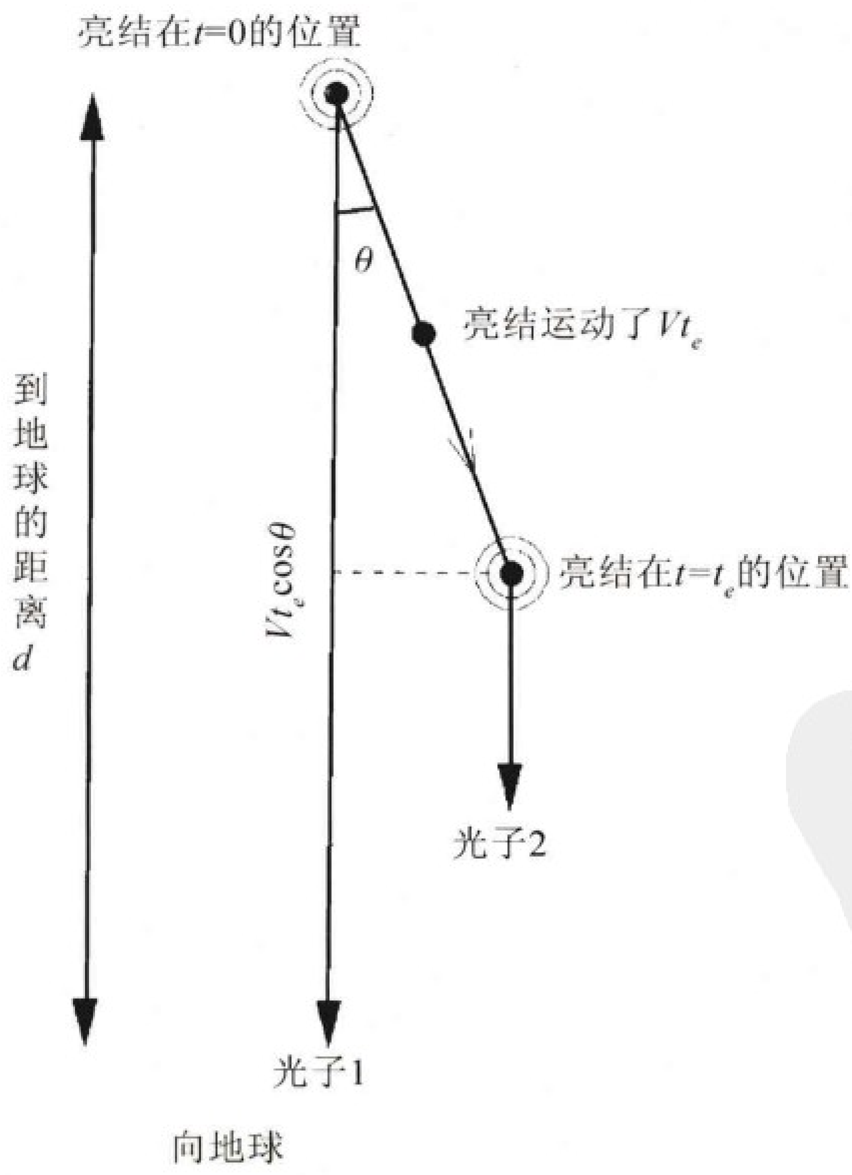


图8.23　由于观测者的方向而造成超光速运动

如图 8.23 所示，假设喷流的喷射方向与观测者的夹角为 θ，在 $t=0$ 时，喷流中亮结与观测者的距离为 d，其真实喷射速度为 V，则在 $t=t_e$ 时刻时，亮结与观测者的距离为

$$d' = d - Vt_e\cos\theta \tag{8.24}$$

第一个光子到达观测者的时间为

$$t_1 = \frac{d}{c} \tag{8.25}$$

第二个光子到达观测者的时间则为

$$t_2 = t_e + \frac{d - Vt_e\cos\theta}{c} \tag{8.26}$$

地球上的观测者接收到不同位置两束光子的时间差为

$$\Delta t = t_2 - t_1 = t_e\left(1 - \frac{V}{c}\cos\theta\right) \tag{8.27}$$

这个时间短于 t_e，而观测者测量的亮结的视膨胀速度应为

$$V_{视} = \frac{Vt_e\sin\theta}{\Delta t} = \frac{V\sin\theta}{1-(V/c)\cos\theta} \tag{8.28}$$

显然，只要喷流延续的时间足够长，视膨胀速度 $V_{视}$ 就完全可以超过光速。

上式还可以表示为

$$\frac{V}{c} = \frac{V_{视}/c}{\sin\theta + (V_{视}/c)\cos\theta} \tag{8.29}$$

引入因子 γ

$$\sin\theta = \frac{1}{\gamma} = (1-\beta^2)^{1/2} \tag{8.30}$$

其中

$$\beta = \frac{V}{c}$$

当 $\sin\theta=1/\gamma$ 时，$V_{视}$ 具有最大值。相对论性的运动速度还会造成辐射增亮的现象，辐射将集中在 $\Delta\theta\approx1/\gamma$ 的立体角内，称为多普勒增亮效应。

多年来，围绕着视超光速现象一直存在着争论。一方面，主张“真”超光速者把这一观测现象视为超光速的证据，力图构造出各种超光速的物理模型，实现超光速粒子推翻爱因斯坦的理论；另一方面，上述的视超光速模型虽然可以解释超光速现象，但仔细推敲，仍然存在着不完备之处。

§8.9　Lyα 线丛

根据维曼(Weymann)对类星体吸收线的划分建议，Lyα 吸收线被分为第 4 类，即 D 类。早在 1970 年，林茨(Lynds)就指出，在 Lyα 发射线短波一侧的吸收线只能是 Lyα 吸收线，因为比 Lyα 波长更短的天然谱线十分稀少。显然，光学波段能观测到 Lyα 线多重吸收系统的条件只能是高红移的类星体，红移值应该大于 2。进一步观测表明，从红移 $Z=1.5$ 到 $Z=4$，都发现了大量的这种多重吸收线。一颗类星体，往往能观测到几十根这种吸收线，故取名为 Lyα 森林(Lyα forest)。后来，中国天文学会名词委员会又统一定名为 Lyα 线丛。

Lyα 线丛的成因和类星体的其他吸收线性质完全不同，它们是由星系际云产生的。这些云可能是原始星系，或者星系际介质。由于这些云的光度很低，目前只能通过 Lyα 线丛探测到。这些云对于研究宇宙早期的形成过程和演化十分重要，因此，Lyα 线丛又被称为宇宙的探针，图 8.24 是一幅典型的 Lyα 线丛光谱。

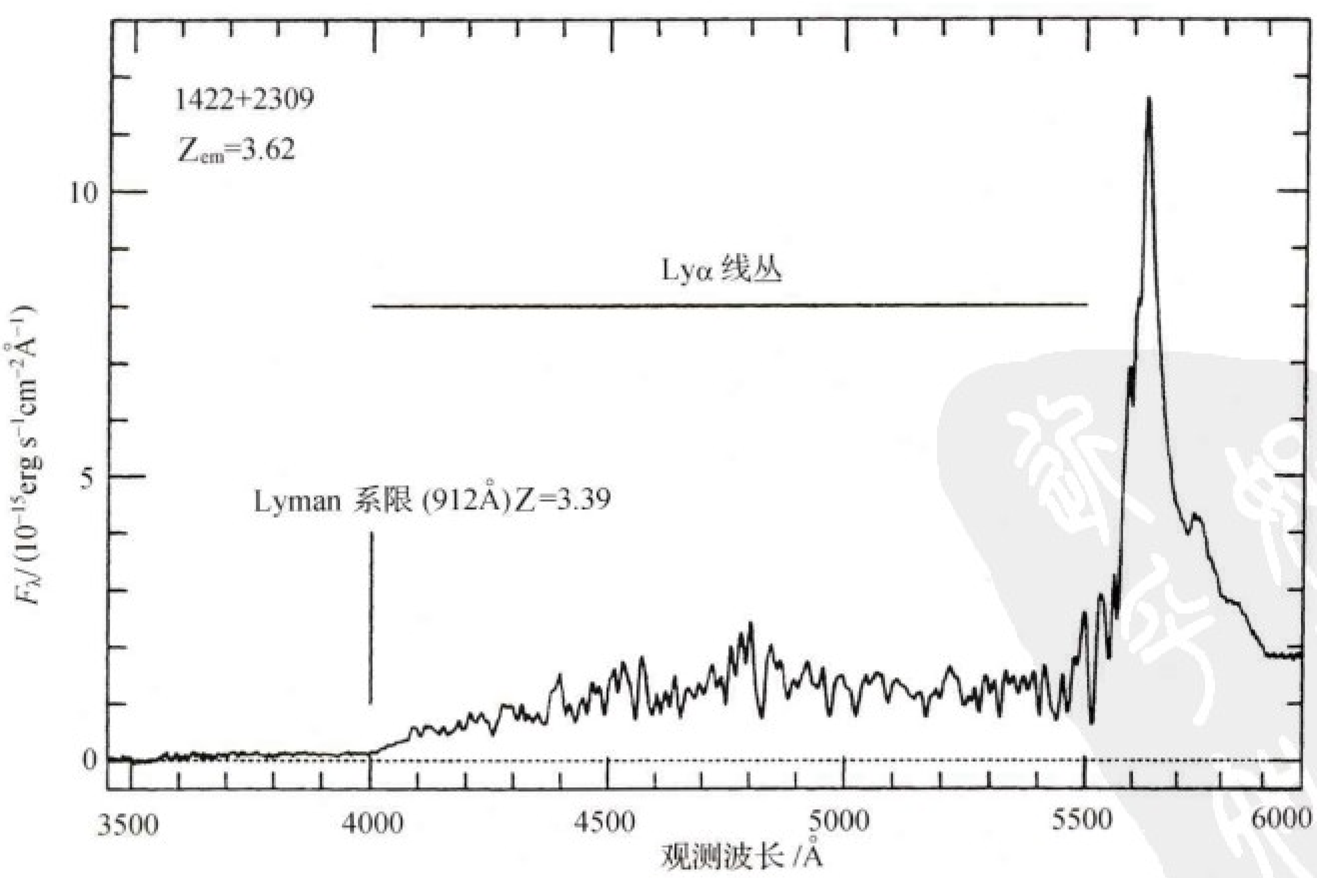


图 8.24　Lyα 线丛光谱。图中给出了 Ly 线系限的位置

一、Lyα 线丛的统计分析

一条 Lyα 吸收线对应于一个从类星体到观测者之间的吸收云，其位置由该吸收线的红移 Z 来决定。设 $\rho(Z)$ 是红移 Z 处单位红移间隔内的吸收云密度，则视线方向上在长度 $dl(Z)$ 内的吸收线数目应该是

$$dN(Z) = \rho(Z)\sigma(Z)dl(Z) \tag{8.31}$$

其中 $\sigma(Z)$ 为吸收云的截面，由

$$dl(Z) = c dt \tag{8.32}$$

给出

$$dN(Z) = \rho(Z)\sigma(Z)c \frac{dt}{dZ}dZ \tag{8.33}$$

而由标准宇宙模型

$$\frac{dt}{dZ} = \frac{1}{H_0(1+Z)^2(1+2q_0Z)^{1/2}} \tag{8.34}$$

和

$$\rho(Z) = \rho(1+Z)^3 \tag{8.35}$$

同时认为吸收云的大小不变，即

$$\sigma(Z) = \sigma_0 \tag{8.36}$$

在这种情况下，不难得出

$$\frac{dN(Z)}{dZ} = \rho_0(1+Z)^3\sigma_0\left[\frac{c}{H_0(1+Z)^2(1+2q_0Z)^{1/2}}\right] \tag{8.37}$$

或用吸收线密度 $n(Z)$ 来表示：

$$n(Z) = \frac{dN(Z)}{dZ} = \sigma_0\rho_0 \frac{c}{H_0}(1+Z)(1+2q_0Z)^{-1/2} \tag{8.38}$$

这里是把 ρ_0 和 σ_0 作为常数来处理。如果考虑演化效应，还可以把它们作为 Z 的函数，观测表明，dN/dZ 的变化依赖于 Z。萨尔真特(Sargent)建议，将上式简化为

$$n(Z) = \frac{dN}{dZ} = \left(\frac{dN}{dZ}\right)_0(1+Z)^\gamma \tag{8.39}$$

其中 $(dN/dZ)_0$ 认为是归一化到 $Z=0$ 的一个常数，γ 是一个由观测待定的系数。γ 值的范围相当不确定，不同的观测者给出的数值范围大体在 1.5～2.5，γ 值反应了吸收线数密度随红移的演化。

为什么 γ 值存在着如此大的弥散呢？原因主要有两方面：第一是观测上的选择效应，即对于不同的类星体所经过的吸收云在分布上的确是不一样的；第

二，选线的标准有所不同，一般要求吸收线的等值宽度 W 大于某一个数值，例如，萨尔真特等人对 5 颗类星体的样本分析，取 $W \geqslant 0.32 \text{Å}$，得出的 $\gamma = 0.48 \pm 0.54$，许多人取值 W 偏低，γ 值都大于 1。

事实上，γ 值的大小的确和等值宽度的取值范围有关。许多研究表明，W 取值增大，γ 值接近于 1，表明演化效应变得平缓了，似乎只对弱线才表现出明显的演化效应，总之，这是一个目前还不清楚的复杂问题。

除去 Lyα 吸收线丛以外，CⅣ 和 MgⅡ 也存在着吸收线丛，只是谱线的数量没有 Lyα 线丛那么多。用这两种线丛同样可以测定 γ 参数，其结果和用 Lyα 线丛测定的大体一致，但同样有许多不确定因素。

二、饱和线和系限

在 Lyα 线丛中有时会出现饱和的或阻尼的 Lyα 线，即谱线的等值宽度很大，出现了饱和吸收。图 8.25 是一个典型的存在饱和吸收线的类星体，不仅有 Lyα，还有 Lyβ。这些饱和吸收线的氢的柱密度超过了 $10^{20}\ \text{cm}^{-2}$，在饱和线的距离上同时探测到了氢的 21 cm 谱线，即在

$$\lambda = 21(1+Z)\ \text{cm} \tag{8.40}$$

处，造成饱和线的吸收体的大小相当于一个通常的星系，是由星系盘的吸收形成

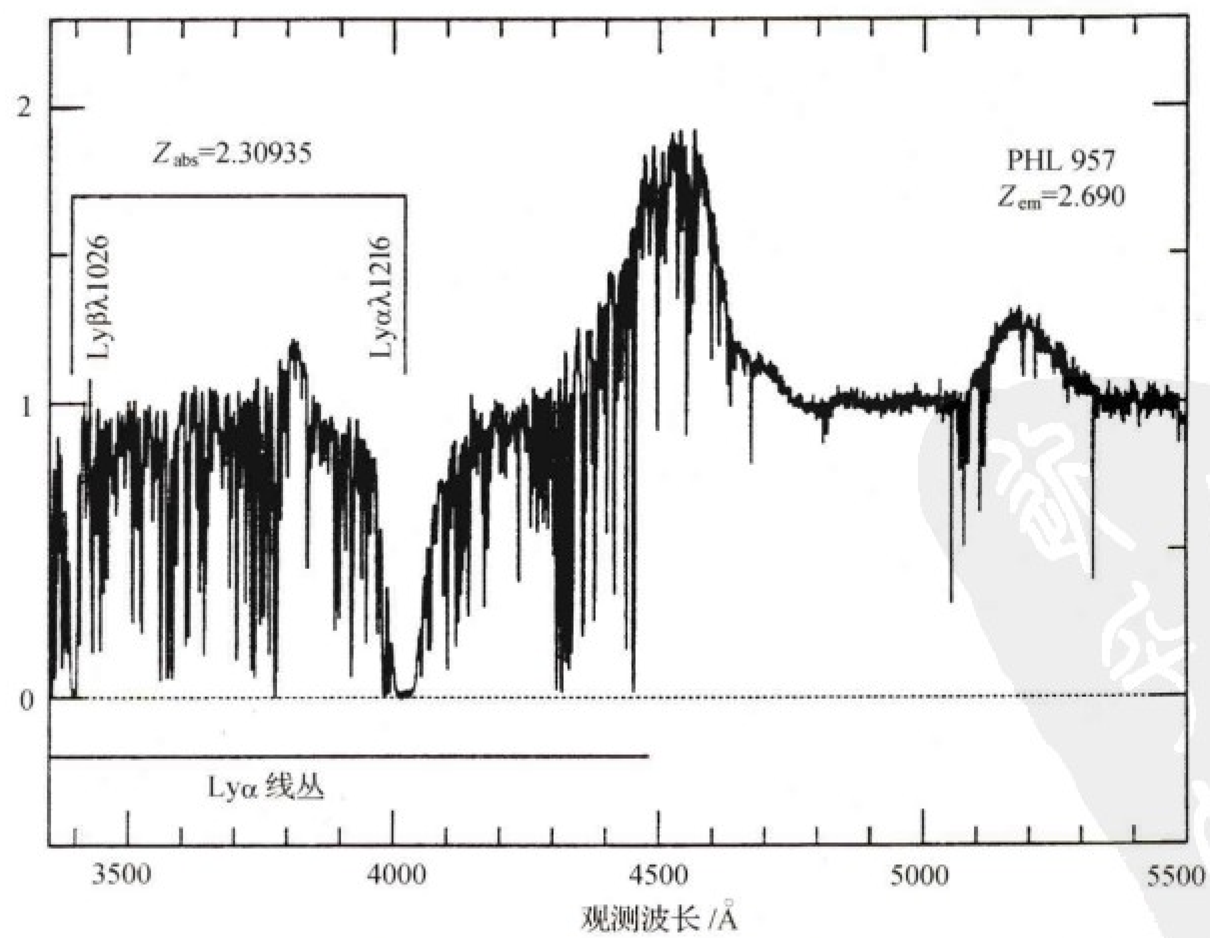


图 8.25　具有饱和吸收线的类星体，饱和线的位置标识在图上

的。由此可以得出，形成星系盘的时间是在 $Z=3$ 以上。

在 Lyα 线丛中还可以观测到 Ly 系限，系限的位置应该是在

$$\lambda_{\text{限}} = 912(1+Z)\ \text{Å} \tag{8.41}$$

通过 IUE 卫星，一直可以探测到 $Z=0.7$ 的系限。事实上，观测到系限的机会远比观测到饱和线的机会多。

三、Lyα 云的物理特性

根据上面讨论的观测数据可以看出，Lyα 有许多不确定的因素，而且，物理参数的取值和采用的物理模型有关。目前认为，冷暗物质模型是比较合理的。

观测到的谱线半宽在 8～50 km s^{-1}，观测到的最小半宽只有 5 km s^{-1}，如果取平均半宽

$$\langle b\rangle = 20\ \text{km s}^{-1}$$

则相应的平均温度为

$$\langle T\rangle = 6\times 10^4\,\text{K}$$

云的半径

$$\langle R\rangle = \langle b\rangle/H_0 = 10^3\ \text{kpc}$$

柱密度大体为

$$10^{14} < N_{\text{HI}} < 10^{18}\ \text{cm}^{-2}$$

有一种直接测定云的大小的方法，如果有两颗非常靠近的类星体，且具有共同的吸收线，则表明这两颗类星体穿过了同一个吸收云。因此，根据这两颗类星体的张角和云的距离，便可以计算出云的大小来。哈勃空间望远镜曾经观测了 QSO 0107－25A 和 B 两颗类星体，它们有多条相同的吸收线，由此得出

$$300 < D < 400\ \text{kpc}$$

云的质量自然也有许多不确定的因素，平均值大约在

$$\langle M\rangle \approx 10^7 \sim 10^8 M_{\odot}$$

云的化学组成，除去氢之外，已经观测到 C，Mg，Si，O 等，但都属于贫金属，这些云是否都是大爆炸之后没有被污染的原始云，目前还不能完全肯定。

§ 8.10 引力透镜现象

利用类星体作宇宙的探针的另一有力手段是其引力透镜现象。1919 年，爱

丁顿首次利用日全食机会检验了广义相对论的光线弯曲理论。就在同一年，英国物理学家罗捷(Oliver Lodge)提出了为何不用引力作为透镜去会聚星光。天文学家在思考当光线穿过一个大质量的物体会形成怎样的多重像。1937 年，茨维基提出用星系作透镜体会比恒星更为有效，其概率会超过 10%。类星体发现之后，人们自然地把目光集中到了离我们最远的类星体，一系列的理论探讨促使人们去找由引力透镜形成的类星体多重像，但是，一直到 1979 年，第一个真正由引力透镜形成的类星体双像 Q 0957+561 A,B 才被发现(图 8.26)。类星体的两个像分开只有 6.15 角秒，两个像的光谱完全相同，红移都为 $Z=1.41$。令人信服的是造成类星体双像的透镜星系处在正中间，它与一个类星体的角距离只有 0.8 角秒，其红移 $Z_G=0.36$，观测和理论分析都证实了这组引力透镜体确凿无疑。

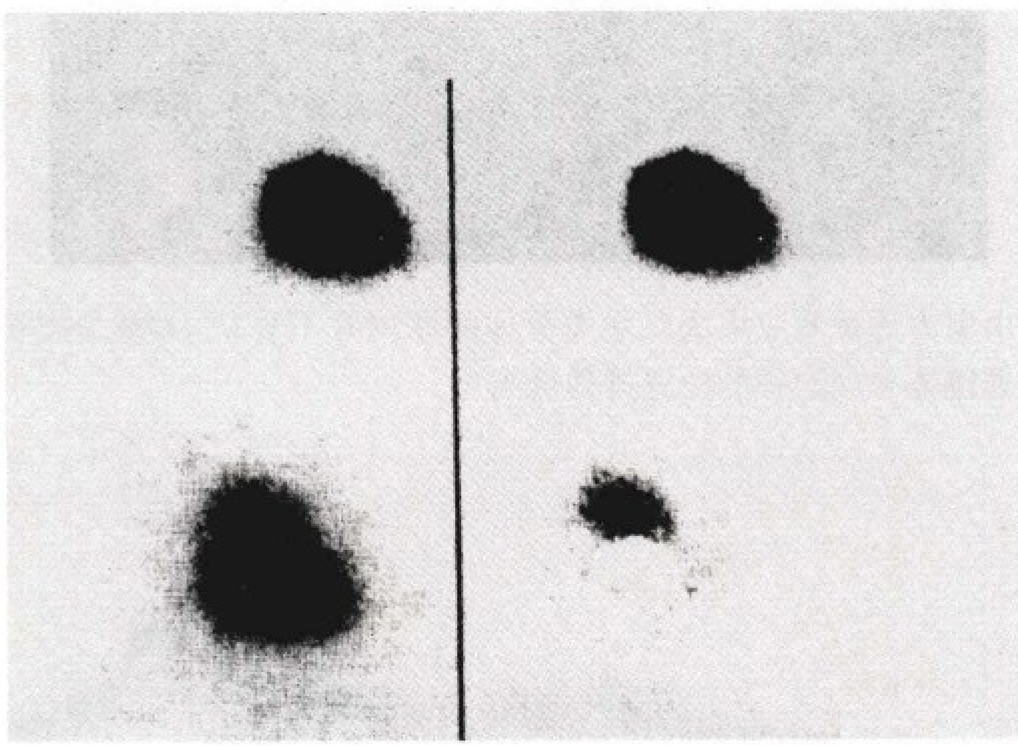


图 8.26　类星体 Q 0957+561 的引力透镜双像。左图下像中的上部多出的部分即引力透镜体。右图下是做了技术上的处理，把类星体的像扣除掉，使透镜体的像单独显现出来

我们从最简单的情形分析引力透镜，若透镜体是一个质量为 M 的球形体，在这种情况下相当于一个点源。德国天文学家史瓦西在爱因斯坦广义相对论发表(1916)之后仅 2 个月，便得到史瓦西解，其度规形式为

$$(\mathrm{d}s)^2=(c\mathrm{d}t\sqrt{1-2GM/rc^2})^2-\left(\frac{\mathrm{d}r}{\sqrt{1-2GM/rc^2}}\right)^2-(r\mathrm{d}\theta)^2-(r\sin\theta\mathrm{d}\varphi)^2 \tag{8.42}$$

而对于平直空间，上式中 $2GM/rc^2\ll 0$，度规形式可以简化为

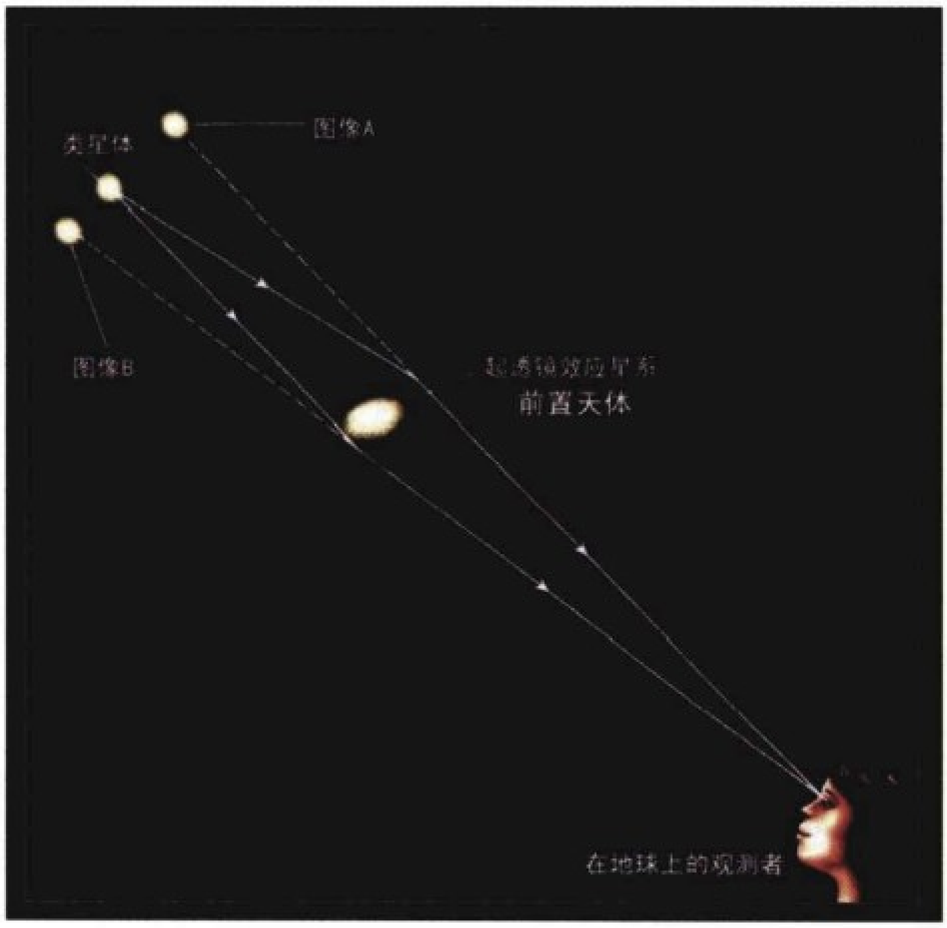


图 8.27　由引力透镜效应生成双生类星体的原理并不复杂，关键是类星体、引力透镜体和观测者的位置排列恰当

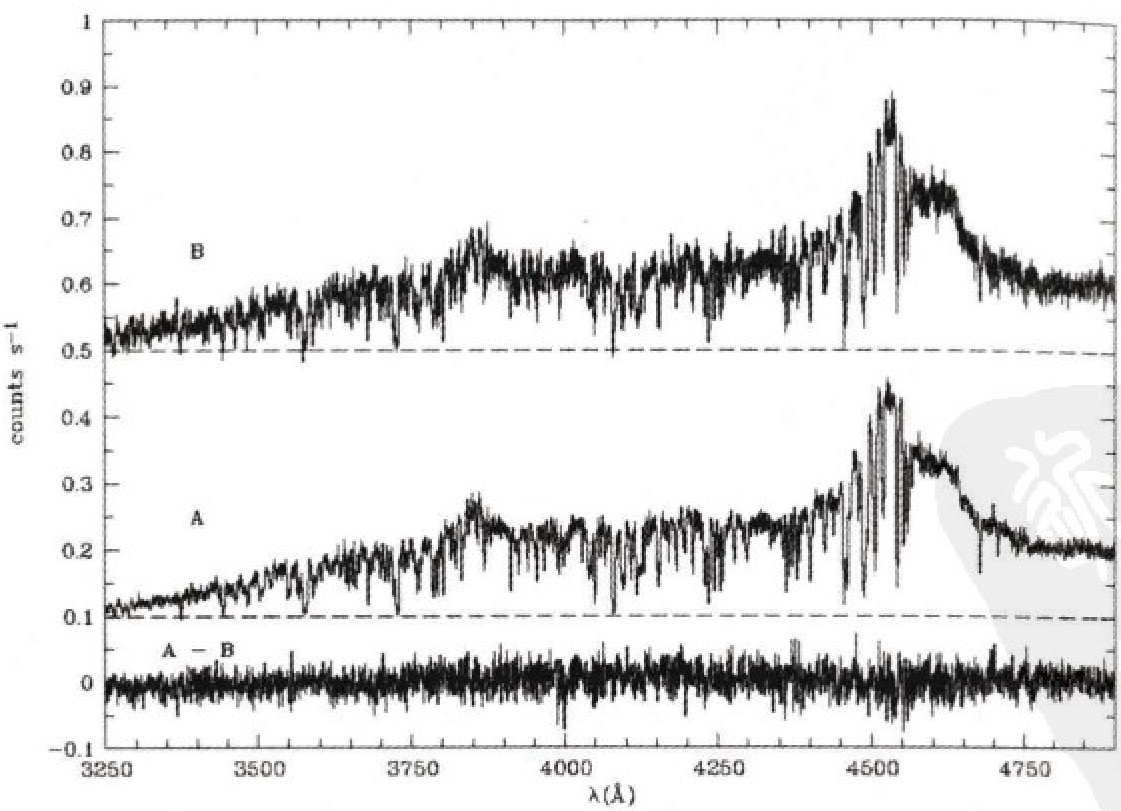


图 8.28　双生类星体 Q0142－100，其光谱完全相同，两颗类星体的光谱 A 和光谱 B，相减之后，在噪音范围内是一条直线

$$(\mathrm{d}s)^2=(c\mathrm{d}t)^2-(\mathrm{d}r)^2-(r\mathrm{d}\theta)^2-(r\sin\theta\mathrm{d}\varphi)^2 \tag{8.43}$$

当星体表面的径向塌缩到史瓦西半径 R_s，即式(8.42)中的根号项为零，则

$$R_s=2GM/c^2 \tag{8.44}$$

天体便成为黑洞，其中 G 是万有引力常数，M 是天体的质量，c 为光速。

从外部观测者去看，光线通过一个大质量的天体，会由于沿弯曲时空运行而有时延。现在讨论光线的坐标速度，令式 8.42 中的 $\mathrm{d}s=0$，且仅考虑径向方向的光的坐标速度，即令 $\mathrm{d}\theta=\mathrm{d}\varphi=0$，则由该式得出在径向方向的光的坐标速度为

$$V=\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t}=c\left(1-\frac{2GM}{rc^2}\right)=c\left(1-\frac{R_s}{r}\right) \tag{8.45}$$

如果类比于光在介质中传播的折射现象，折射系数 n 应该是光速与介质中传播速度之比，即

$$n=\frac{c}{V}=\left(1-\frac{2GM}{rc^2}\right)^{-1}\approx 1+\frac{2GM}{rc^2} \tag{8.46}$$

近似结果是由于 $2GM/rc^2\ll 1$ 得出的。

光线的偏折现象应用于天体物理，如图 8.29 所示，观测者位于 O，透镜天体为 L，远处天体 S 通过透镜天体时光线产生偏折，爱因斯坦给出的偏折角为

$$\phi=\frac{4GM}{r_0c^2} \tag{8.47}$$

式中 r_0 是透镜体所在位置瞄准距。由于角度很小，这里一律用弧度表示。

另一方面，由透镜公式，不难从图 8.29 得出

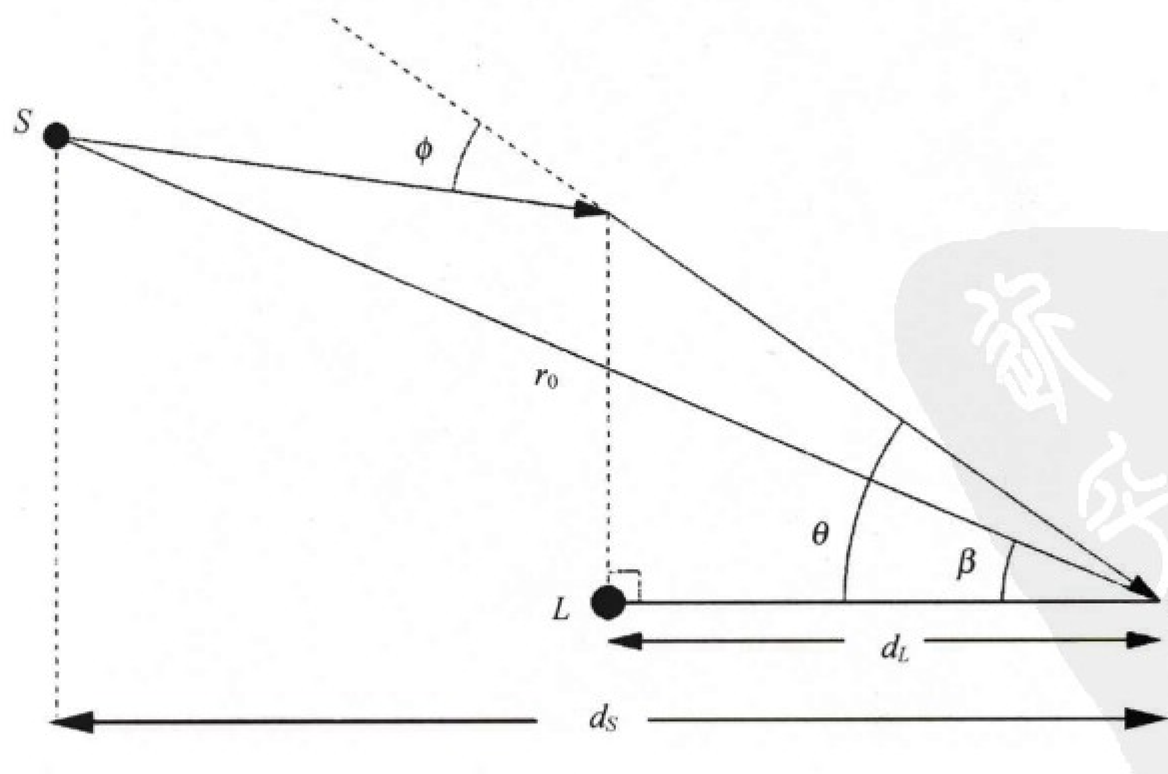


图 8.29　引力透镜现象的几何表示图形。S 是远方天体，L 是透镜体，O 是观测者

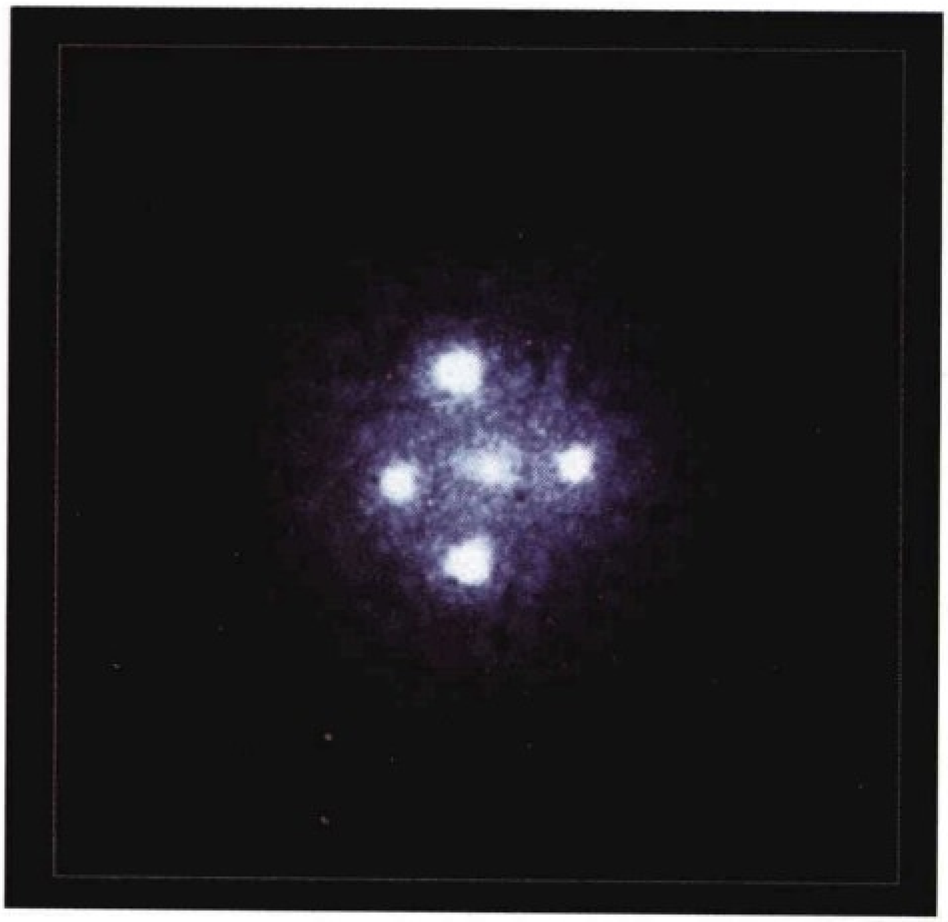


图 8.30　引力透镜还可以形成多重图像，这是著名的爱因斯坦十字

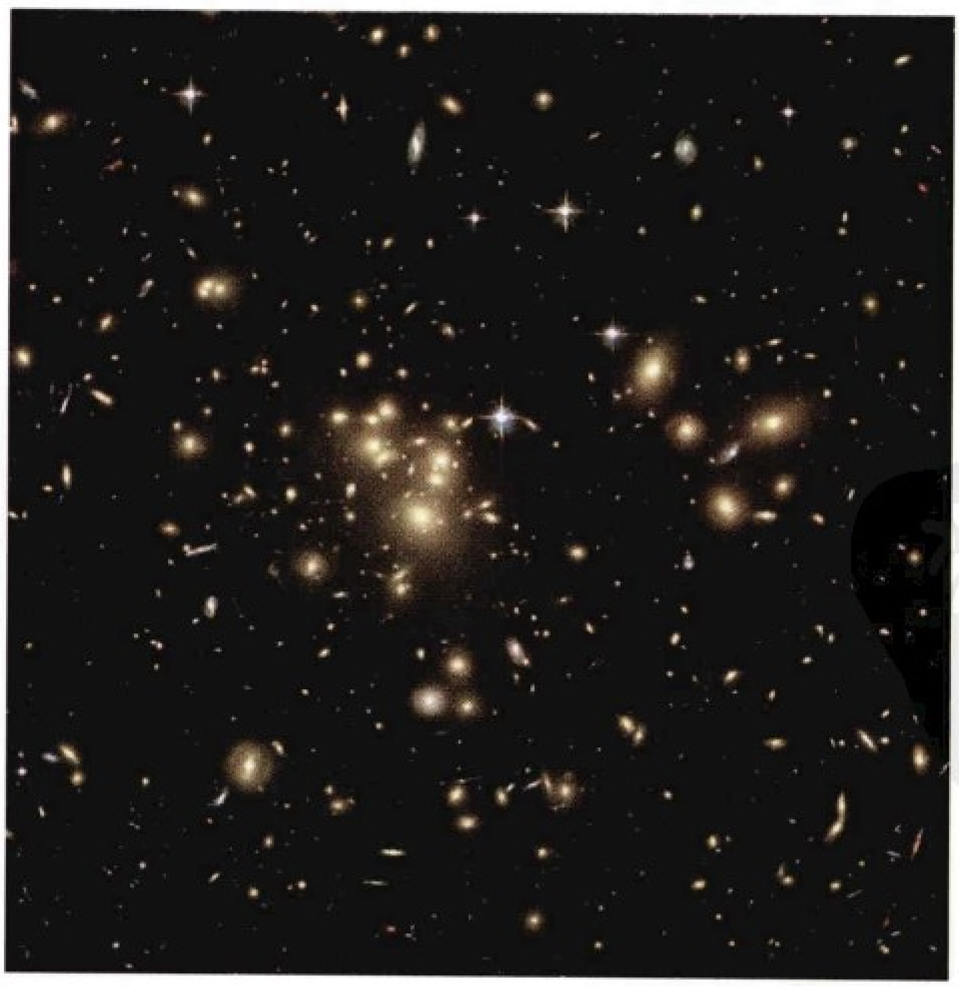


图 8.31　星系团 Abell 1689 形成的引力透镜像，有许多引力透镜弧和许多多重像

$$\beta = \theta - \left(\frac{d_S - d_L}{d_S}\right)\phi \tag{8.48}$$

将 ϕ 的关系式(8.47)代入上式，并注意到 $r_0 = \theta d_L$，则上式给出

$$\theta^2 - \beta\theta - \frac{4GM}{c^2}\left(\frac{d_S - d_L}{d_S d_L}\right) = 0 \tag{8.49}$$

这是一个关于 θ 的 2 次方程，θ 应该有两个解 θ_1，θ_2，表明会呈现两个像，处在透镜体的两边。测量 θ_1 和 θ_2 及相关的距离，还可以求出透镜体的质量 M

$$\beta = \theta_1 + \theta_2 \tag{8.50}$$

$$M = \frac{-\theta_1\theta_2 c^2}{4G}\left(\frac{d_S d_L}{d_S - d_L}\right) \tag{8.51}$$

上面所描述的是最简单的引力透镜现象，透镜体作为一个点源来处理。实际上，透镜体可以是一个按一定质量分布的天体，甚至是一个星系团，在这种情况下可以形成更复杂的透镜像。已经确认的典型的引力透镜事例如表 8.5 所列，其中有的成了 4 个像。

1987 年，发现了形成光弧的像，图 8.31 是星系团形成的多个引力透镜光弧。而图 8.32 更有意思，是在射电波段观测到的一个爱因斯坦环。

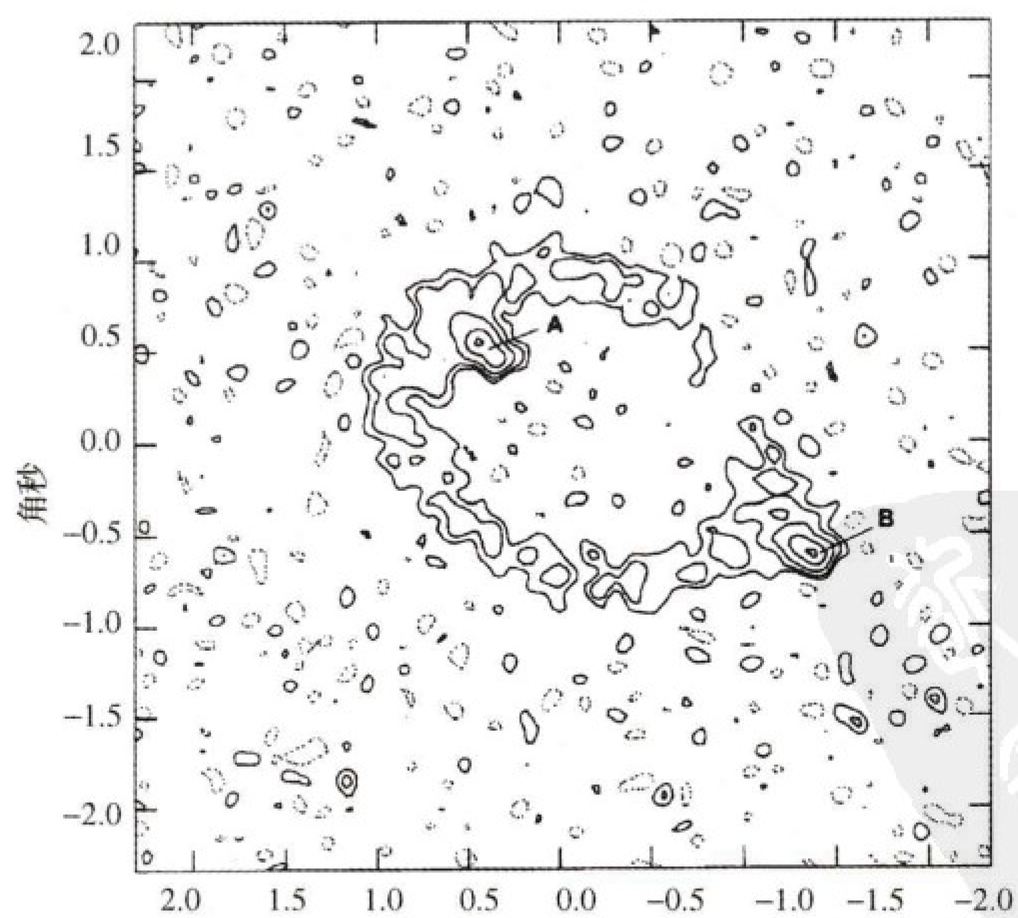


图 8.32　射电波观测到的一个爱因斯坦环，MG1131＋0456。图中 A 示出射电星系的核心，而 B 是它的一个旁瓣

§8.11 活动星系核的统一物理模型

活动星系核(AGN)有各种不同的类型,它们之间有没有一个统一的物理模型呢?我们先从观测角度给出活动星系核的物理结构图像,然后再讨论可能的统一模型。

一、活动区尺度

根据活动星系核的观测特征,可以对活动星系核的整体结构按尺度大小做一个轮廓上的描述。按布兰德弗德(Blandford)的建议,从外向内每相差 10 倍的物理结构依次为

1Mpc: 射电展源观测到的范围。
100 kpc: 射电喷流现象,在射电喷流周围有时还伴有卫星星系,其原因尚不清楚。
10 kpc: 母星系,射电星系一般是椭圆星系,Seyfert 星系一般是旋涡星系,类星体的母星系尚不清楚。
1 kpc: 星系的核心部分。
100 pc: 窄线区。
10 pc: 恒星分布的临界点,向外的喷流也往往从这里开始。
1 pc: 宽线区。
100 mpc: 致密射电核,VLBI 可观测到的极限。
10 mpc: 连续谱形成区,吸积盘出现。
1 mpc: UV 辐射形成区。
100 μpc: X 射线形成区。
10 μpc: 黑洞。

二、黑洞核心

认为所有的 AGN 都存在着黑洞核心,其观测证据有哪些呢?

(1) 快速光变现象。我们曾给出光变周期和天体直径大小的关系 $\Delta t \geqslant D/c$,有一些 Seyfert 星系的光变时标仅有 1 分钟,相当于穿越一个约 $10^7 M_{\odot}$ 的史瓦西黑洞,且光变时标的长度有随光度增加的趋势。

(2) 极高效率的能量转换。普通的恒星产能机制或任何其他的产能机制都无法维持 AGN 的能量辐射效率。

(3) 视超光速现象。视超光速膨胀要求相对论性流体和相对论性运动速度，这就要求相对论性的引力势。

(4) 射电源的空间取向。射电源在空间的轴向取向时间都在 10^7 年以上，只有旋转黑洞能够维持如此稳定的长时间。

(5) 引力势分布。测量恒星的速度弥散度分布，显示出具有极强的中心引力势。

从观测角度目前还无法给出黑洞存在的直接证据。根据前面的讨论，我们还可以对典型的黑洞的大小做一个估计，考虑一个典型的类星体，如果取其光度为

$$L_Q = 5 \times 10^{46}\,\mathrm{erg/s} \tag{8.52}$$

该光度相当于 500 个银河系，对于爱丁顿光度，式 8.4 的确切表达为

$$L_\mathrm{E} \approx 1.5 \times 10^{38} \frac{M}{M_\odot}\ \mathrm{erg/s} \tag{8.53}$$

类星体稳定的条件是其光度小于爱丁顿光度，因此类星体的质量应该满足

$$M_Q > \frac{L_Q}{1.5 \times 10^{38}} M_\odot = 3.3 \times 10^8 M_\odot \tag{8.54}$$

另一方面，对于一个光变周期为 1 小时的类星体，其尺度 D 应该满足

$$D \leqslant c\Delta t = 1.1 \times 10^{14}\ \mathrm{cm} = 7.2\ \mathrm{au} \tag{8.55}$$

对于如此大小的一个史瓦西黑洞，其质量应该是

$$M_S = \frac{Rc^2}{2G} = 1.9 \times 10^8 M_\odot \tag{8.56}$$

与我们从光度辐射角度给出的类星体的质量 M_Q 数量级完全一致。

三、能源

根据上述黑洞模型的讨论可以看出，AGN 需要的产能效率是目前已知的任何恒星内部的能源机制都无法达到的，唯一的可能性仍然是依靠黑洞。由黑洞吸积物质，以引力能的方式将物质转化为能量，再通过辐射的方式从活动星系核内部向外发射出去。根据爱因斯坦的能量方程，可以将辐射的总光度表示为

$$L = \varepsilon \dot{M} c^2$$

其中 c 是光速，$\dot{M}$ 是吸积率，ε 是转化效率（或者说不被掉入黑洞中的比例），一般说

$$0.0572 \leqslant \varepsilon \leqslant 0.423$$

通常可以取

$$\varepsilon = 0.1$$

可以举一个最简单的例子，如果取 $L=1.5\times10^{46}$ erg/s，则

$$\dot{M} = 2.60 M_{\odot}/\mathrm{a}$$

即该活动星系核每年"吃"掉大约 2 个太阳，一般来说，吸积率为 $1\sim10\ M_{\odot}$/年。

我们从吸积盘的理论将上述结论做进一步的分析。如果吸积盘的半径为 R，考虑距吸积盘中心为 r 处、通过 $r+\mathrm{d}r$ 环的总能量的变化，被吸积的质量为 $\dot{M}$ 所具有的总能为

$$\mathrm{d}E_r = G\frac{M_r\dot{M}}{2r^2}\mathrm{d}r \tag{8.57}$$

其中 M_r 为 r 半径内的总质量。另一方面，根据斯特藩—玻尔兹曼公式，从该环内辐射的光度可以表示为

$$\mathrm{d}L_r = 4\pi r\sigma T^4\mathrm{d}r \tag{8.58}$$

σ 为斯特藩—玻尔兹曼常数，由

$$\mathrm{d}E_r = \mathrm{d}L_r \tag{8.59}$$

便可得出环处的温度为

$$T = \left(\frac{GM_r\dot{M}}{8\pi\sigma r^3}\right)^{1/4} \tag{8.60}$$

或者

$$T = \left(\frac{GM\dot{M}}{8\pi\sigma r^3}\right)^{1/4}\left(\frac{R}{r}\right)^{3/4} \tag{8.61}$$

考虑吸积盘中扰动的影响，更确切的表达式为

$$\begin{aligned} T &= \left(\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma R^3}\right)^{1/4}\left(\frac{R}{r}\right)^{3/4}(1-\sqrt{R/r})^{1/4} \\ &= T_{盘}\left(\frac{R}{r}\right)^{3/4}(1-\sqrt{R/r})^{1/4} \end{aligned} \tag{8.62}$$

其中

$$T_{盘} \equiv \left(\frac{3GM\dot{M}}{8\pi\sigma R^3}\right)^{1/4} \tag{8.63}$$

定义为吸积盘的特征温度，积分式(8.58)，便可给出吸积盘的特征光度为

$$L_{盘} = G\frac{M\dot{M}}{2R} \tag{8.64}$$

对于通常的活动星系核 $T_{盘}=10^5\sim10^6$K。实际上,在这样的温度下还不足以解释观测到的 X 射线辐射,必须有相对论性等离子体的辐射存在。具体的黑洞周围的辐射转化机制,目前并不十分清楚。例如,可能是正负电子的湮没

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma \tag{8.65}$$

产生高能的 γ 射线光子。

四、统一模型

活动星系核的基本物理结构是中心黑洞加一个环状结构的吸积盘。所谓完整的统一模型,是认为存在一个共同的模型,不同类型的活动星系核仅仅是观测角度的不同而形成的。在讨论 BL Lac 天体的光变问题时,曾引入了 FRⅠ和 FRⅡ,就是认为观测角度的不同引起的,图 8.33 是一张统一模型的示意图。

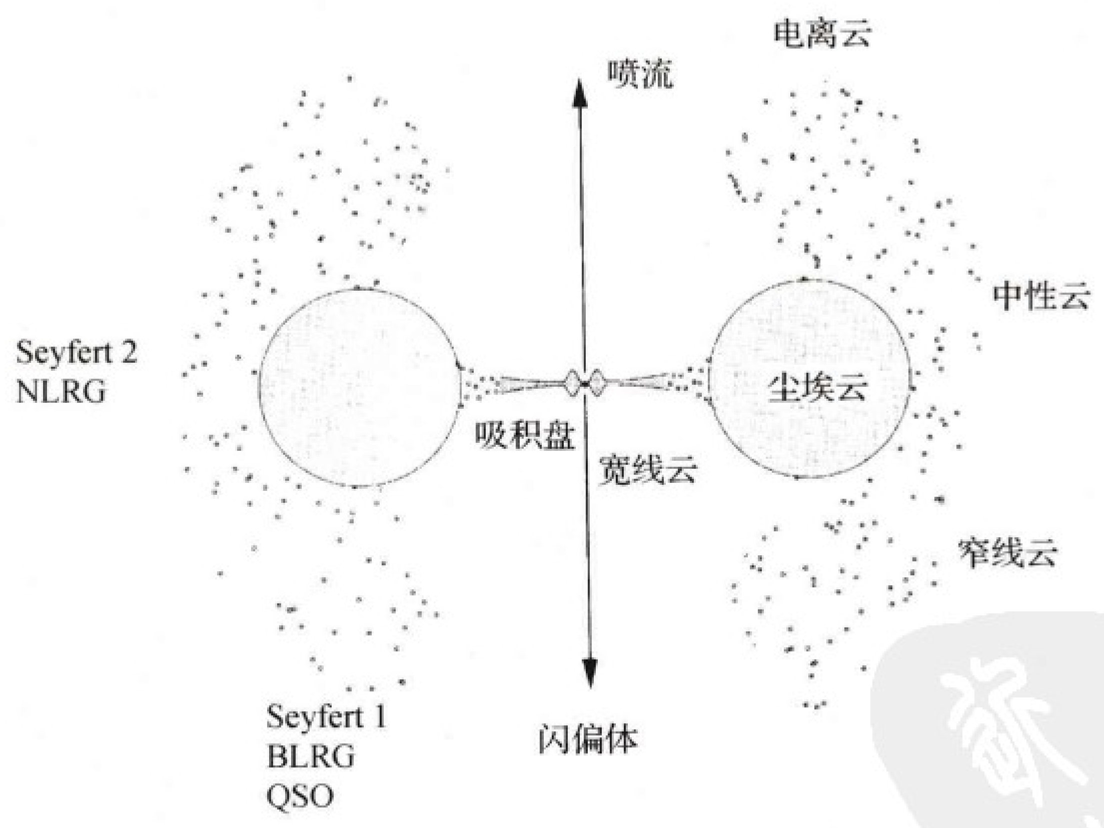


图 8.33　活动星系核的统一模型示意图。图周围标出的是天体所在的观测方向

如图 8.33 所示,在中心黑洞的外围是一个环状的吸积盘,盘的内侧是形成宽线的吸收云,有中性的和电离的。从不同方向观测便看到 Seyfert 2(窄线),或者 Seyfert 1 和类星体(宽线)。属于 BL Lac 类型的天体(Blazar)和喷流(jet)则是从轴向观测得到的。

如果统一模型成立的话，则所有与方向无关的物理量应该对所有的活动星系核是一致的，其差别仅仅是增加了一些吸积环的吸收，例如，母星系的光度函数就应该满足这种要求。此外，对于 X 射线辐射，在几个千电子伏的波段上，Seyfert 2 的辐射强度的确比 Seyfert 1 和类星体弱，这可能是吸积环的屏蔽效应造成的。计算表明，吸积环主要是由密的分子云组成，氢的柱密度达到 $N_{\mathrm{H}}=10^{23}\sim10^{24}\ \mathrm{cm}^{-2}$，温度 $T=10^3\mathrm{K}$。

统一模型虽然解释了某些观测现象，但仍然存在着许多带有根本性的困难。例如，射电宁静和射电噪的类星体应该放在什么位置上来区别，而其光度为什么又是一致的；再如，为什么射电星系的母星系总是椭圆星系，而 Seyfert 星系却总是旋涡星系。最后，统一模型没有把活动星系核的演化效应考虑进去，也许，演化效应是造成形成各种类型的活动星系核的更主要原因。

§8.12 活动星系核的形成和演化

活动星系核是如何形成的呢？它与我们所讨论过的普通星系的形成过程有什么区别？要想形成 AGN，关键是形成大质量的黑洞，英国著名理论天体物理学家瑞斯曾提出了形成大质量黑洞的各种途径。原初的气体云可以直接通过碰撞或吸积形成黑洞，也可以通过其他的恒星演化或者星团演化过程形成黑洞。但是，所有这样形成的所谓大质量黑洞，都远远没有达到 10^8 太阳质量，而 AGN 要求的黑洞质量甚至是在 10^8 太阳质量之上。

在讨论宇宙背景辐射时，我们注意到，宇宙背景辐射在 $Z=1000$ 的时代仍然是均匀的，这就限制了初始质量函数的不均匀性应该从那个时代开始。经过漫长的引力吸积过程，大约在 $Z=20$ 开始形成大质量的天体，而在 $Z=5$ 左右出现高光度的类星体。

对应于平直时空的宇宙，我们可以给出

$$(1+Z)=\frac{R_0}{R(t)}=\left(\frac{t_0}{t}\right)^{2/3} \tag{8.66}$$

其中 t_0 是现在的宇宙年龄，

$$t_0=\frac{2}{3}\frac{1}{H_0} \tag{8.67}$$

由此，我们从式(8.66)不难估计，若 $Z=5$，则

$$t = 0.068t_0 \tag{8.68}$$

也就是在宇宙年龄的仅仅 7%的时代形成类星体。如果取 $H_0=50$,则该类星体的年龄为 9.1×10^8 年。

另一方面,我们可以写出对应于爱丁顿光度的时间尺度

$$t_E = \frac{\sigma_T c^2}{4\pi G m_p} = 4.4\times10^8\ \text{年} \tag{8.69}$$

可见,爱丁顿光度的时间尺度刚好和类星体形成的年龄一致,这两者有没有深刻的物理联系呢?

一个 AGN 的光度 L 和质量吸积率 $\dot{M}$ 的关系可以写为

$$L = \varepsilon \dot{M} c^2 \tag{8.70}$$

其中 ε 为转换效率,一般不超过 0.1。而由爱丁顿光度关系式(8.4)可以写为

$$t_E = \frac{Mc^2}{L_E} \tag{8.71}$$

这样,我们便可以把 AGN 的质量 M 和时间尺度联系起来,只要取 $L=L_E$,便可以得到

$$\frac{\dot{M}}{M} = \frac{1}{\varepsilon t_E} \tag{8.72}$$

或者由 $\dot{M}=dM/dt$,给出

$$\frac{dM}{M} = \frac{dt}{\varepsilon t_E} \tag{8.73}$$

由此得到对应于 M 的吸积时间应该为

$$t = \varepsilon t_E \ln\left(\frac{M}{M_0}\right) \tag{8.74}$$

式中 M_0 是 $t=0$ 时的初始质量。或者

$$M = M_0 \exp(t/\varepsilon t_E) \tag{8.75}$$

由此我们可以估计原初的 AGN 质量 M_0 的大小和形成时间。例如,一个光度为 $L=10^{13}L_\odot$ 的 AGN,其黑洞质量为 $10^8\sim10^9M_\odot$。如果要求在 10^8 年内形成这样大的黑洞,则要求黑洞的吸积率必须极高,或者初始质量 M_0 很大。

对这两方面的要求都遇到了理论上的困难。吸积率受 ε 的限制,ε 的理论值最高可以达到 0.4 左右,但是,ε 值增大,意味着黑洞质量的增长速度会很慢,因为高转换效率需要很少的质量就可以满足光度的要求;另一方面,我们可以降低 ε 的值,如一般常采用的 0.1 左右,即使如此,黑洞质量的增长速度仍然不能满足要求,这样一来,只能要求增大黑洞的初始质量 M_0,但是,如何一开始就形成

如此大质量的黑洞，在理论上没有得到解决。另一种可能的途径是增加类星体的寿命，把类星体的形成时间推移到 $Z=20$ 左右。

星系的并合是形成大质量黑洞的另一种途径。临近的两个富有气体的旋涡星系的碰撞和并合是可以产生的，碰撞的结果导致在旋臂产生大量的恒星。这一过程需要 $10^7 \sim 10^8$ 年。在早期宇宙阶段，数字模拟表明，并合过程在同样的时间尺度内完成。早期的并合天体应该是高红外光度的，这在观测上带来一定的困难，因为峰值谱线以 $(1+Z)$ 移向红端。到目前发现的红外星系 IRAS10214+4724，其红移值只有 $Z=2.3$。

对于椭圆星系，由于气体成分少，并合过程不会造成大量的恒星产生，因此，不会有气体凝聚过程，而是气体分离开来。

那么，是不是所有的 AGN 都是通过并合过程产生的呢？在这种情况下，它们都应该经过高红移光度过程，目前只有一部分类星体，其远红外光度达到 $10^{12}\,L_{\odot}$。最近，空间望远镜观测到一个正在并合过程的实例，类星体 PKS2394 正在和一个星系并合，如图 8.34 所示。



图 8.34　亮类星体 PKS2349 正在和一个星系并合，周围的 3 个星系处于附近

一个类星体的寿命事实上在上面已经讨论过，类星体的维持寿命很容易估计。一方面可以直接从式(8.71)来估计，但由于存在着转换效率 ε，实际寿命会

短于爱丁顿时间；另一方面，也可以直接从黑洞的吸积来估计。我们曾讨论过对于一个光度为 $10^{12} L_\odot$ 的类星体，在 $\epsilon=0.1$ 的情况下，其"食量"需要 $1M_\odot$/年，这样，对于一个 $10^9 L_\odot$ 质量的类星体，它的寿命也刚好是 10^9 年，这样的寿命远远小于一般恒星的寿命，太阳的寿命也在 10^{10}年。当然，这样估计类星体的寿命并不确切，因为类星体的光度相差很大，而且在整个寿命期间的光变规律也不清楚。

类星体演化到晚期是怎样的归宿呢？这是一个十分有趣的问题。有人将类星体的晚期称为"死类星体"(died quasar)，也有人称之为"睡眠的类星体"(dormant quasar)。目前可以解释的一条重要的导致类星体老化的途径是潮汐力的影响，潮汐力的作用使一个天体撕裂开来，有潮汐力的影响，类星体的吸积效率应该提高。一个黑洞的潮汐半径与视界半径 r 的－3 次方成正比，因此，大质量黑洞在视界线附近的潮汐力远远小于小质量的黑洞。对于甚大质量的黑洞，其潮汐半径甚至在视界线以内，这样一来，随着黑洞质量的增加，潮汐力减少，周围天体不再被撕裂，吸积率从而降低，类星体的光度也随之减弱，使黑洞处于睡眠状态，或者走向死亡。也许这就是类星体的归宿，光度一天天减弱，直到从人类的观测视野中消失掉。这和目前我们所了解的白矮星的演化过程，白矮星的辐射能逐渐耗尽，温度降低，最后变成棕矮星和黑矮星很类似。

§8.13　活动星系核的多波段巡天观测

在讨论过活动星系核的基本物理特征之后，有必要再系统性的阐述活动星系核的观测。近 20 年内，活动星系核的观测工作在数量上和质量上都有了突飞猛进的发展。在数量上，以类星体为主的活动星系核，到目前为止发现的数目已超过 4 万颗，而天文学家手中握有的尚未发表的数目还远不止这个数目。更为重要的是，活动星系核的巡天观测已实现了多波段。

多波段天文观测是天文学家早就向往的目标，但真正能够逐步实现这一目标是从 20 世纪 80 年代开始的。一本名为《多波段天体物理学》著作的问世是一个标志，不断应用到天文仪器领域的高新技术在多波段仪器设备中发挥着重要的作用。实现多波段观测，很大程度上依赖于空间观测，尤其是地面观测难以实现的波段。

一、光学巡天

在多波段巡天观测中，首推光学巡天观测。早期的大规模光学巡天工作，主要来自南北半球的两架相同口径(1.2 m)的施密特望远镜，北半球的帕洛玛山天文台巡天观测最早完成于 1960 年，称为 POSS-Ⅰ(Palomar-National Geographic Society Sky Survey)，它覆盖了 $-33°\leqslant\delta\leqslant90°$ 的 879 个天区，每个天区有两种颜色——蓝色片(B)和红色片(R)，极限星等分别达到 21^m 和 20^m。进入 20 世纪 80 年代，该台又进行了第二轮的巡天观测，称为 POSS-Ⅱ。它采用了柯达底片公司的新产品 J 片，覆盖天区 $-3°\leqslant\delta\leqslant90°$，对应于 B 和 R 的极限星等分别为 22^m 和 20^m。南半球的巡天观测主要由联合王国施密特(United Kingdom Schmidt 简称 UK 施密特)望远镜完成，它建于 20 世纪的 70 年代，坐落在澳大利亚的英澳天文台(Anglo-Australian Observatory，简称 AAO)，覆盖天区 $-90°\leqslant\delta\leqslant-17°$，极限星等分别达到 23^m(B)和 22^m(R)。UK 施密特巡天观测的特点之一是它包括了物端棱镜的巡天，由物端棱镜提供的无缝光谱对河外天体的研究，尤其是对具有发射线的天体如类星体的证认显示出强大的威力，我们在讨论类星体的观测方法时已经做过论述。UK 施密特同时还与欧洲南方天文台的1 m施密特望远镜(ESO Schmidt)组合，进行了 ESO/SERC 南天巡天。

与上述巡天工作相匹配的研究工作有很多，其中比较突出的有 2 项：一是由施密特(Schmidt)和格林(Green)于 20 世纪 80 年代初完成的亮类星体巡天(BQS)，共发现了 92 颗亮于 $16^m.16$ 的类星体；另一项是福尔兹(Foltz)等人利用 UK 施密特的物端棱镜巡天资料，在英国剑桥大学天文研究所的自动底片扫描仪(APM)上进行类星体候选体的筛选，然后在美国的多镜面望远镜(MMT)上进行光谱认证。他们一共获得了 1000 多颗亮度在 18.5^m 以上的比较完备的亮类星体样本。

在光学巡天工作中，日本的木曾天文台，前苏联的比拉干天体物理台，美国哈佛史密松天体物理中心(CFA)的红移巡天，智利 Las Campanas 的 2.5m 望远镜的红移巡天(LCRS)，欧南台的 VLT 巡天等，都进行了大量的观测工作。其中，由马卡良领导在比拉干进行的蓝星系巡天，共发现 1500 颗被称为马卡良天体的活动星系，十分著称。

20 世纪 90 年代末实施的另一项红移巡天是美国的斯隆数字巡天(Sloan Digital Sky Survey，简称 SDSS)，这是一项由私人基金支持的研究项目。主望远镜的口径 2.5 m，台址位于新墨西哥州南部的塞克拉门托山脉(Sacramento Mountains)，周围是林肯国家森林公园，海拔 3000 m，称为阿帕克点天文台

(Apache Point Observatory)。SDSS 配有 640 条光纤，可进行测光巡天，也可进行分光观测。

分光观测的光谱波段为 3900～9100Å，已经完成了数以万计的星系，包括大量的极亮红外星系，发现了万颗以上的类星体，被认为是目前最成功的巡天观测。SDSS 已经释放了两批的数据，分别是 EDR(Early Data Release)和 DRI (Data Release I)。图 8.35 是 SDSS 巡天得到的宇宙"长城"图，用该图与 CFA 的巡天进行比较，会发现 SDSS 的"长城"结构更加清晰。

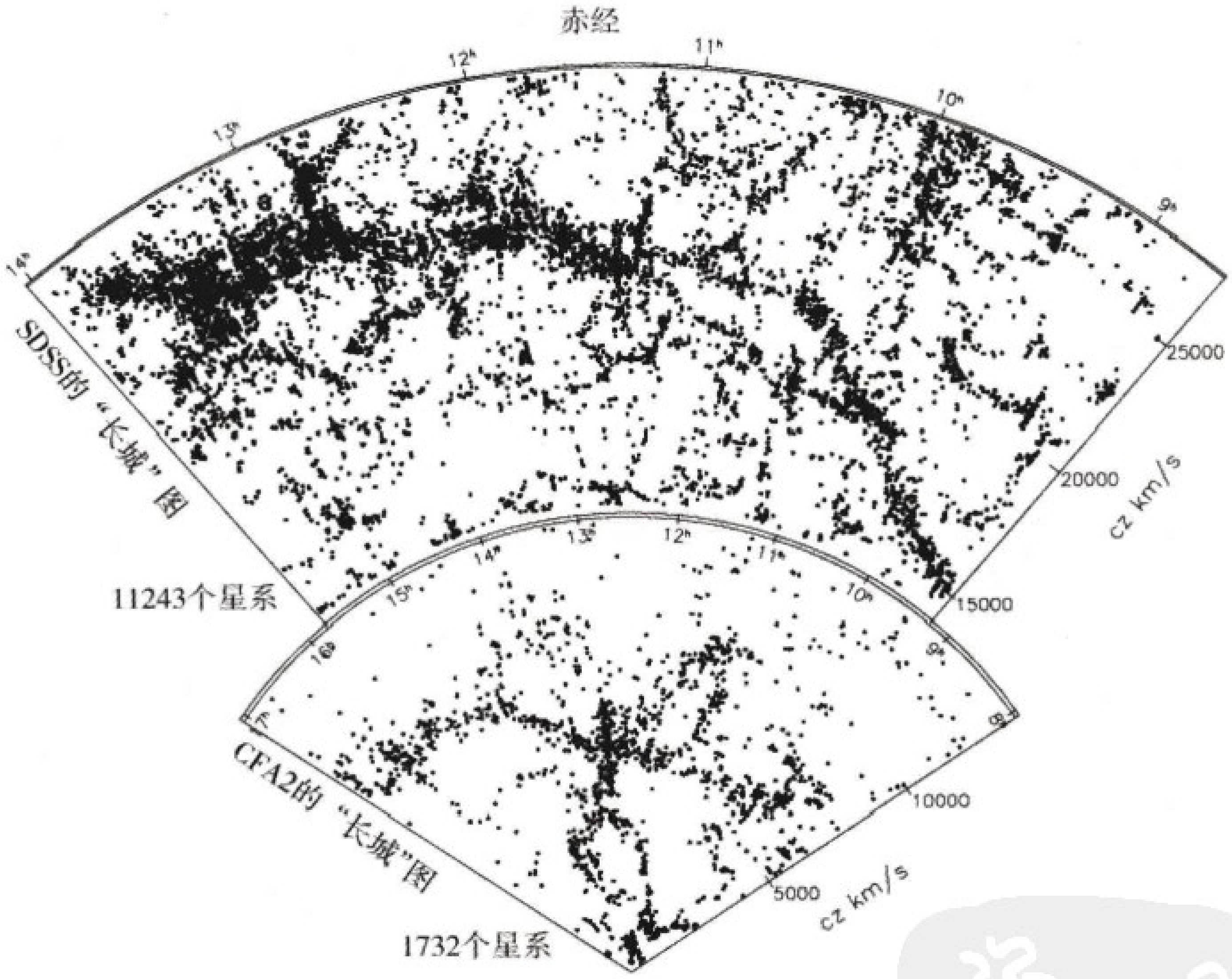


图 8.35　SDSS 的星系巡天与 CFA2 的巡天进行对比，两图的共动坐标相同

英澳天文台(AAO)在其 4 m 望远镜上进行的 2dF(Two-Degree Field)巡天工作已基本完成。他们将其望远镜的卡焦视场扩展为 2 个平方度，配上 400 条光纤，可以同时进行光谱观测。至 2002 年 4 月，已发表 2 项巨大的巡天星表：星系红移巡天(2dF Galaxy Redshift Survey，简称 2dF GRS)和类星体红移巡天(2dF QSO Redshift Survey，简称 2QZ)。2dF GRS 得到了 220000 个星系的红移，并绘出了南天的 3 维图。2QZ 发现了超过 23000 个类星体，其星等范围 $18.25 < m_J < 20.85$，红移范围 $0.3 < Z < 3.0$，是迄今此星等范围内最均匀的类星

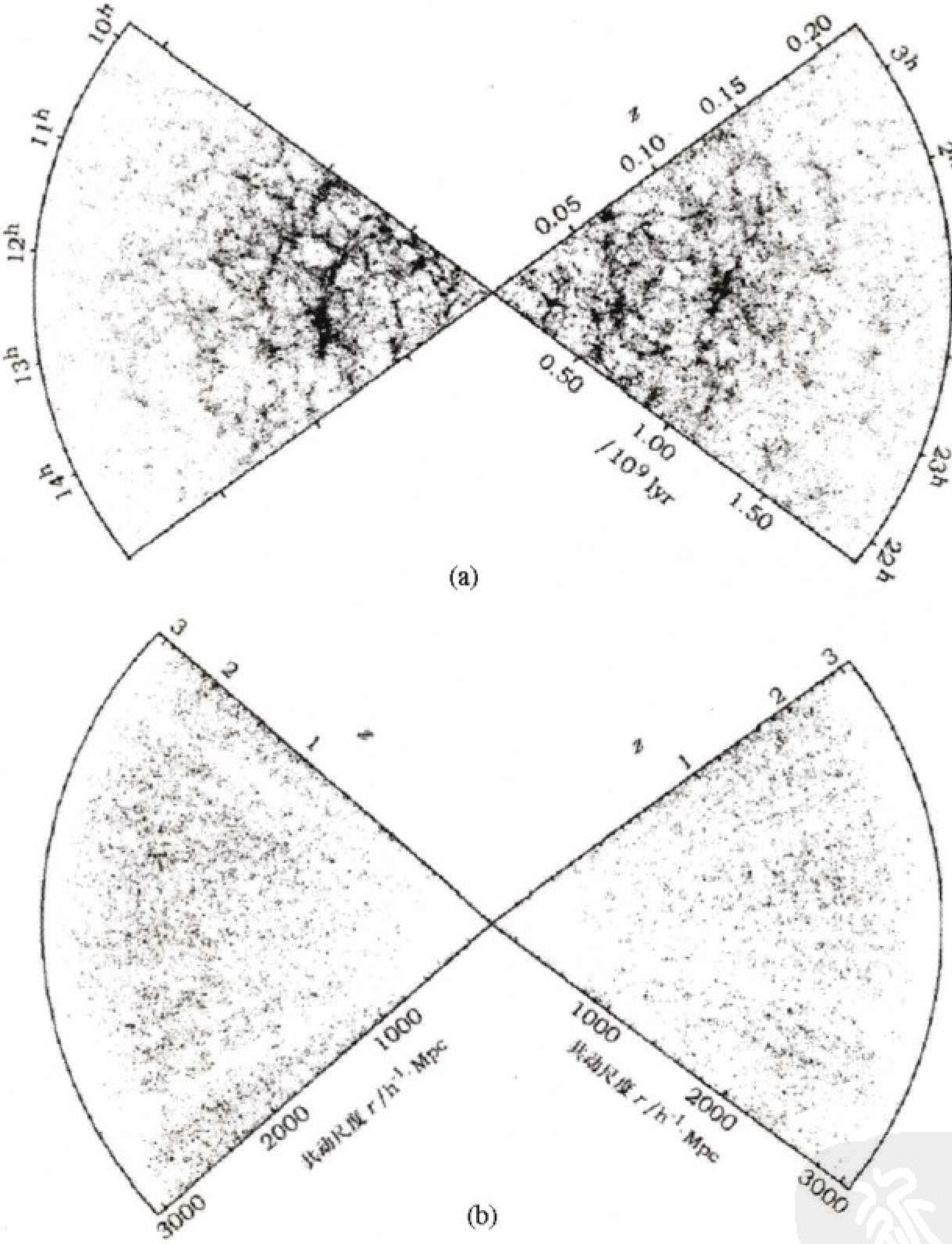


图 8.36　2dF 的巡天结果　(a) 星系巡天　(b) 类星体巡天

体样本，图 8.36 是由 2dF 完成的星系和类星体巡天结果。最近，AAO 又将其望远镜的卡焦面扩展为 6°视场，开展 6dF 的星系巡天(6dF Galaxy Survey, 6dF GS)。

二、X 射线巡天

在各波段中天体的 X 射线辐射被大气吸收得最厉害，只有空间天文设备才能完成对天体 X 射线的观测。1962 年人类开始利用火箭探测天体的 X 射线辐

射,随着 1970 年第一颗 X 射线卫星 Uhuru(自由号)上天以来,相继有 10 多颗 X 射线卫星发射成功,并在天体的实测工作中发挥了巨大的作用。表 8.5 列举了迄今主要的 X 射线卫星。

表 8.5　主要的 X 射线卫星

名　称	工作能段	参与国家	工作时间(年)
Uhuru	2～20 keV	美国	1970～1973
HERO-1	0.2 keV～10 MeV	美国	1977～1979
HERO-2 (Einstein)	0.2～20 keV	美国	1978～1981
HERO-3	50 keV～10 MeV	美国	1979～1981
Hakucho (Astro-A)	0.1～100 keV	日本	1979～1985
Tenma (Astro-B)	0.1～60 keV	日本	1983～1985
EXOSAT	0.05～50 keV	ESA*	1983～1986
Ginga (Astro-C)	1～500 keV	日本	1987～1991
ROSAT	0.1～2.5 keV, 62～206 keV	德、美、英国	1990～1999
ASCA (Astro-D)	0.4～10 keV	日本、美国	1993～2001
BeppoSAX	0.1～300 keV	意大利	1996～2002
RXTE	2～250 keV	美国	1995～今
Chandra- (AXAF)	0.1～10 keV	美国	1999～今
XMM-Newton	0.1～15 keV	ESA	1999～今

注:* 欧洲空间局(European Space Agency)成员国包括德、法、英等十几个欧洲国家。

在这些 X 射线卫星中,成果比较突出的有下列几种。

1. ROSAT(Röntgen Satellite,伦琴 X 射线天文卫星)

由德、美、英三国合作研制的 ROSAT 卫星于 1990 年 6 月 1 日发射,它在太空工作了 9 年时间,所携带的观测设备比以前的 X 射线观测仪器有更高的定点观测的灵敏度,以及更大的成像面积。在升空的最初 6 个月里,ROSAT 对全天进行了软 X 射线巡天。接着,又对局部天区和单个天体进行了定点观测。ROSAT 观测得到的全天巡天星表中,X 射线源超过 150000 个,远紫外源 479 个。它对超新星遗迹、星系团等做了大量的成像观测,并且得到了分子云、中子星、彗星等天体的 X 射线辐射的观测资料。

2. ASCA(The Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics，宇宙学和天体物理学高新卫星)

ASCA 是 ISAS(日本空间科学研究所)继白鸟号（Hakucho）、天马号（Tenma）和银河号（Ginga）后成功发射的第四颗 X 射线探测卫星，于 1993 年 2 月升空，一直工作到 2001 年 3 月。它携带了 4 台大面积 X 射线望远镜，是第一个把成像能力与宽通带、高分辨率和大接收面积很好地结合起来的空间设备，也是第一个把 CCD 应用到 X 射线观测中的天文卫星。ASCA 适用于研究诸如遥远类星体的详细宽波段 X 射线光谱，以及识别那些能增加宇宙 X 射线背景的辐射源。

3. Chandra(又名 AXAF(Advanced X-ray Astrophysics Facility)，高等 X 射线天体物理设备)

Chandra X 射线天文台，是为纪念著名美籍印度天文学家钱德拉塞卡而命名的。它是 NASA(美国航天局)在 20 世纪末最重要的高能天体物理空间观测项目，于 1999 年 7 月 23 日由哥伦比亚号航天飞机带上太空，至今仍在工作。Chandra 比以前的 X 射线望远镜有更高分辨率(空间分辨率小于 1″)、更高灵敏度以及更大的接收面积，很适合观测暗弱源。这不仅有助于研究黑洞、超新星、暗物质等天体，而且可以增进人们对宇宙起源，演化进程的认识。

4. XMM-Newton(X-ray Multi-Mirror Mission，多镜面X射线望远镜)

ESA 于 1999 年 12 月 10 日发射了 XMM-Newton。XMM-Newton 有三套镜面，因此有比其他 X 射线卫星更大的接收面积(图 8.37)。其次，它携带了一套英国研制的光学观测设备(Optical Monitor)，可以在进行 X 射线波段观测的同时，进行紫外和可见光波段的成像以及低色散光谱测量。

由图 8.37 可以看出，随着观测平台和仪器制造技术的发展，X 射线卫星观测能段范围不断增加，相应的有效接收面积也不断扩大，X 射线观测的总体效率也不断提高。相信日本的 Astro-E2、美国的 Con-X（Constellation-X Observatory，星座式 X 射线天文台）等新一代 X 射线卫星的上天，将使人类对天体 X 射线辐射的认识进入一个新的时代。

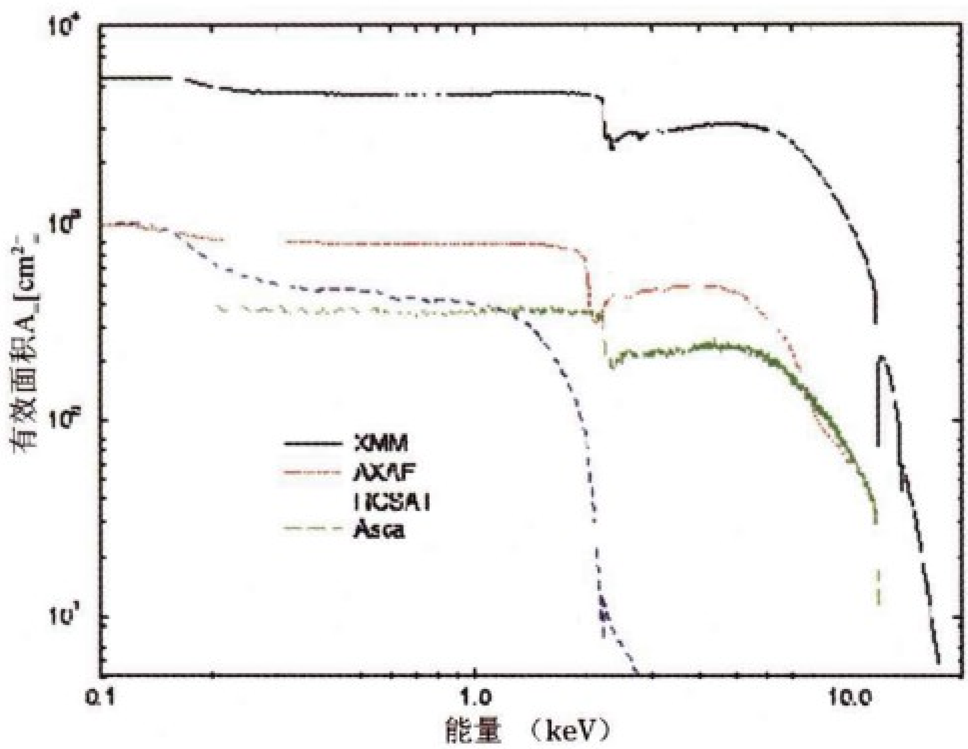


图 8.37　几个主要的 X 射线望远镜的有效接收面积与观测能段图



图 8.38　多镜面 X 射线望远镜，又称牛顿望远镜，是目前 X 射线卫星中接收面积最大的

三、红外巡天

相对于可见光，红外辐射受到宇宙尘埃的吸收和散射较少，而宇宙中低温物质的能量辐射主要在红外。因此，红外探测是观测星系结构以及宇宙起源和演化的有力手段。地球大气对红外辐射不仅有吸收，而且自身热辐射也会对红外探测有一定的噪声影响。由于缺乏有效的探测手段，红外观测的进展一直很缓慢。近年来，随着空间观测技术的提高，中、远红外探测可以在高空和大气以外进行。

1983 年，美、英及荷兰研制的 IRAS（Infrared Astronomical Satellite，红外天文卫星）发射升空，其观测波段为 8～120 μm，主要集中在 12、25、60、100 μm 4 个频段。IRAS 在 10 个月的寿命中对全天的 96%进行了扫描，探测到了约 35 万个红外源，并且第一次揭示了银河系核心的红外特征。欧洲空间局于 1995 年 11 月发射的 ISO（Infrared Space Observatory，红外空间望远镜），在天空中工作到 1998 年 4 月，它在 2.5～240 μm 波段进行了红外巡天 ELAIS(The European Large Area ISO Survey)。ISO 在 12 μm 工作波段的灵敏度比 IRAS 高 1000 倍，角分辨率高 100 倍。美国航天局于 1999 年 3 月发射了 WIRE（Wide-Field Infrared Explore，广角红外探测器），其主要工作是进行行星搜寻，以及探测邻近恒星的红外辐射振荡以确定其结构。

2003 年 8 月发射的 Spitzer 空间望远镜（The Spitzer Space Telescope，以前叫 SIRTF）的观测的波长范围在 3～180 μm，其主反射镜的直径为 85 cm，是目前孔径最大的红外望远镜。Spitzer 的科学仪器有红外阵列照相机（IRAC）、红外光谱仪（IRS）和多波段成像光度计（MIPS），其主要创新点是：红外探测器的灵敏度是地面红外望远镜的上千倍，先进的阵列式红外探测设备的观测距离是目前任何空间天文望远镜的百万倍以上。利用 Spitzer 进行的 SWIRE (Spitzer Wide-area Infrared Extragalactic Survey，大视场红外河外星系巡天)预期观测：① 超过 10^5 个亮红外星系（$\log L_{Far\text{-}IR} > 10^{11} L_\odot$），其中约 40000 个星系的红移 $Z > 2$；②$10^6$ 个早型星系，其中 400000 万个星系的红移 $Z > 2$；③ 250000个尘埃遮蔽的类星体和 30000 个其他类型的活动星系核。

目前还正在进行的两项地面红外巡天 2MASS 和 SWIRE 很值得借鉴和推崇。

2MASS（The Two Micron All Sky Survey，2 微米全天巡视）是一项地面近红外巡天计划，由美国麻省大学（The University of Massachusetts）等单位负责。为了进行全天搜寻，该项目在美国亚利桑纳州的霍普金斯山天文台

(Mount Hopkins Observatory)和智利托洛洛山美洲天文台(CTIO)各放置了一架口径 1.3 m 的自动望远镜，每台望远镜配有一台三通道照相机，可以在 J (1.25 μm)、H (1.65 μm) 和 K(2.17 μm) 3 个波段同时观测。2MASS 从 1997 年开始，南北半球的全天巡天已于 2001 年 2 月结束，现在正进行后期数据处理工作。2MASS 巡天得到了以下结果：① 3 个波段的约 4 百万幅 $8' \times 16'$ 的数字天图，空间分辨率达 $4''$；②约 30 亿颗恒星和其他点源的准确位置星表；③超过 100 万个星系、星云等延展天体的位置和总星表。

由于 2MASS 计划的成功进行，2004 年 3 月 UKIDSS(UKIRT Infrared Deep Sky Survey)开始巡天。该计划利用夏威夷的英国红外望远镜(UK Infrared Telescope，UKIRT) 对北天的 7500 平方度的天区进行近红外波段巡天，其极限星等将比 2MASS 暗 3 个星等。

四、射电巡天

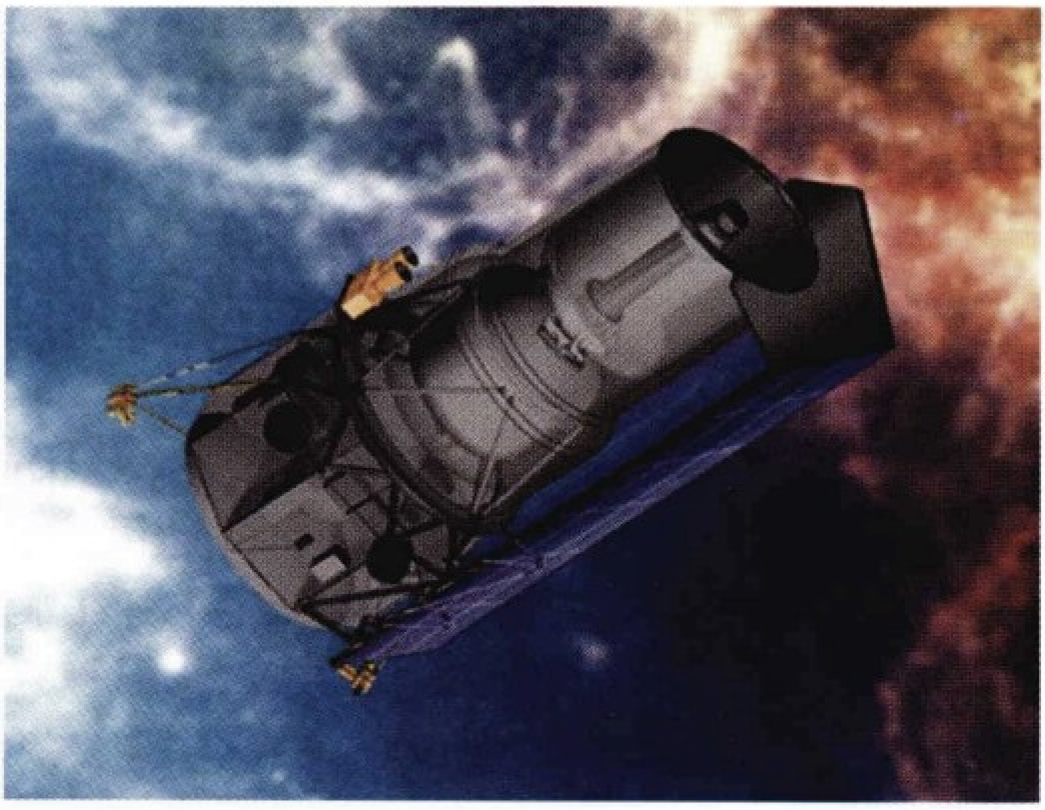
英国剑桥大学的射电巡天是最传统的射电巡天观测，它的第 3 个射电源表(3C)导致了类星体的发现。Texas、Molonglo、Bologna、NRAO-Green Bank、Parkes 等天文台也都进行了射电巡天观测。

这里介绍一下 20 世纪 90 年代进行的两个比较成功的射电巡天：

1993～1997 年的 NVSS (美国国家射电天文台甚大阵巡天) 是利用 VLA (甚大阵)系统，在 1.4 GHz 对赤纬 $\delta \geqslant -40°$ (J2000.0) 的天区进行的射电巡天，其角分辨率约为 45"，5σ 的灵敏度达到 2.4mJy，巡天范围达天球表面积的 82%。它的主要结果有：①2326 幅 $4° \times 4°$ 射电天图，每幅图中有约 1000 个射电源，并包含斯托克斯偏振指数中的 I、Q、U 三个分量的偏振信息；②约 1.8×10^6 个分离射电源星表，流量密度 $S \geqslant 2.5$ mJy，表中包含源的射电坐标、1.4 GHz 的射电流量、偏振流量、偏振位置角及其测量误差等数据。

1995 年 10 月开始的 FIRST 是利用 VLA 系统进行的又一项射电巡天，它主要是为 Palomar 天文台的 POSS 光学源在南北银冠附近 10000 平方度天区内寻找射电对应体。FIRST 的分辨率为 5"。在 1 mJy 的灵敏度阈值，平均每平方度天区探测到 90 个源，其中约 35%的源在 2"～30"可以分辨出其射电结构。该巡天于 2003 年 4 月基本完成，在 9033 平方度的天区中探测到约 8.1×10^5 个射电源。

关于 γ 射线的巡天观测，由于其定位精度较低，目前还难以获得大量的 γ 射线源。



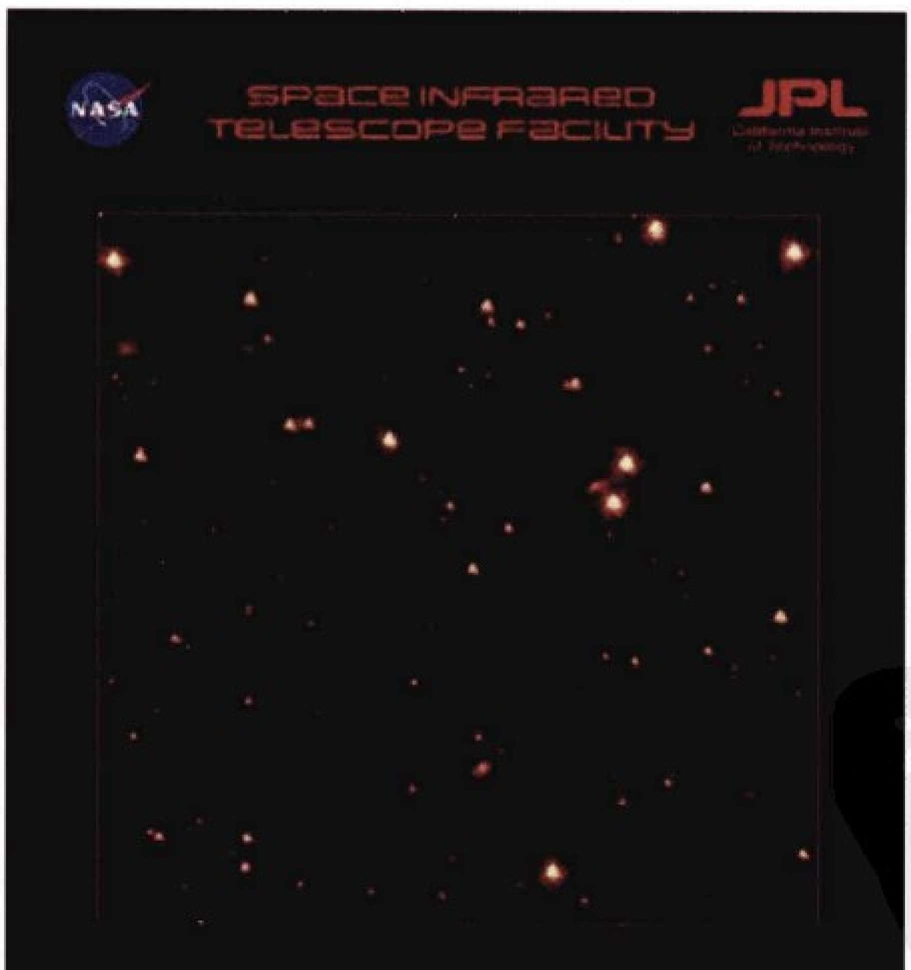


图 8.39 (上)Spitzer 红外卫星,为纪念著名星际介质天文学家斯皮泽(Spitzer)而命名
(下)用 Spitzer 观测到的红外源,其清晰程度和光学像一样

§8.14 最大红移类星体

就在本书的写作过程中，作者深感天体物理学的发展速度之快，许多内容都想及时补充进来。例如，关于活动星系核的 X 射线和 γ 射线辐射，黑洞的新的探测证据，空间远红外巡天等。但是，所有这些新的发现都需要进一步验证和一定时间的归纳。其中，有一项发现是准确的和必须反映进来的，这就是最大红移的类星体。

寻找最大红移的类星体，一直是天体物理追逐的一个热点，因为它标志着人类对宇宙距离尺度所能观测的极限。在过去的十几年中，红移值的大小差不多是每 10 年增加 1。20 世纪 70 年代的最大红移值是 3.7，80 年代是 4.8，90 年代是 5.5。21 世纪刚刚开始，红移值已经超过 6。

在寻找高红移类星体的工作中，以类星体发现者施密特为首的小组曾经做了突出的工作，20 世纪 80 年代的纪录就是他们创造的。他们利用帕洛玛山天文台的 5 m 望远镜，先进行了 4 种颜色的测光观测，对一些小的天区做深度巡天，再用色指数方法选出类星体的候选体，进行光谱观测得到红移。

80 年代以后，有两项红移巡天工作取得了重大的进展，一项是由澳大利亚的英—澳天文台（Anglo-Australian Observatory，简称 AAO）进行的。主要做星系巡天，同时也进行类星体的红移巡天。此外，该天文台的 1.2 m 施密特望远镜也进行光纤光谱巡天，只是其极限星等低一些，只能观测亮于 18^m 的天体。英—澳天文台的巡天工作已经发现数以千计的类星体，70 年代的最大红移类星体就是由该天文台发现的。由于受观测波段的限制，难以发现更高红移的类星体。

90 年代末实施的另一项红移巡天是美国的斯隆数字巡天（Sloan Digital Sky Survey，简称 SDSS），该巡天计划在发现数以万计的类星体的基础上，重点之一是探测高红移的类星体。

为了发现极高红移的类星体，先要进行颜色选择。由于 Lyα 吸收线丛的影响，不难由 $\lambda=(1+Z)1216$ 得出，随着类星体红移的增大，SDSS 的低波段将探测不到类星体发出的辐射。当 $Z>5.7$ 时，Lyα 发射线甚至会移出 i 波段，只能从 Z 波段探测到。当 $Z>6.0$ 时，Lyα 线丛开始进入 Z 波段，当 $Z>6.6$ 时，Lyα 发射线会完全移出 Z 波段，也就是说，已经超出了 SDSS 的有效测光范围，完全探测不到。

根据上述分析，探测 $Z>5.8$ 的类星体，对于 SDSS 系统仍然是一件艰巨的任务。事实上，他们在 1550 平方度的天区内只发现了 4 颗如此高红移的类星

体，而在该天区内由 Z 波段探测到的天体有 1.5×10^7 颗以上，单是宇宙线撞击的次数也超过了 6.5×10^6 次。

SDSS 配有 640 条光纤，可以进行测光巡天，也可以进行分光巡天观测。在测光系统中，采用 5 种颜色，中心波长为

$$U=3543\text{Å},\ g=4770\ \text{Å},\ r=6231\ \text{Å},\ i=7625\text{Å}\ Z=9134\ \text{Å}$$

极限星等在信噪比 $S/N=10$ 的要求下，可以达到 $20^m.1$(Z)至 $22^m.6$(g)。在利用色指数方法进行筛选候选体时，首先是选出 i 波段辐射极弱的天体，再从这些候选体中进一步筛选高红移的类星体的候选体。图 8.40 是经过预筛选后给出的色指数图，图中垂直虚线是分界线，左侧是大量的普通恒星，右侧是筛选出的候选体。分光观测表明，这些候选体大部分是白矮星，只有右下角用五角星表示的是 4 颗极高红移的类星体。用黑方块表示的是一颗具有宽吸收线(BAL)的类星体。图中横坐标是 i-Z，纵坐标是 Z-J，J 是来自其他测光的 J 星等。图中的一条实线是模拟的高红移类星体按色指数在图中的走向，从 5.6 到 6.0 再到 6.5。

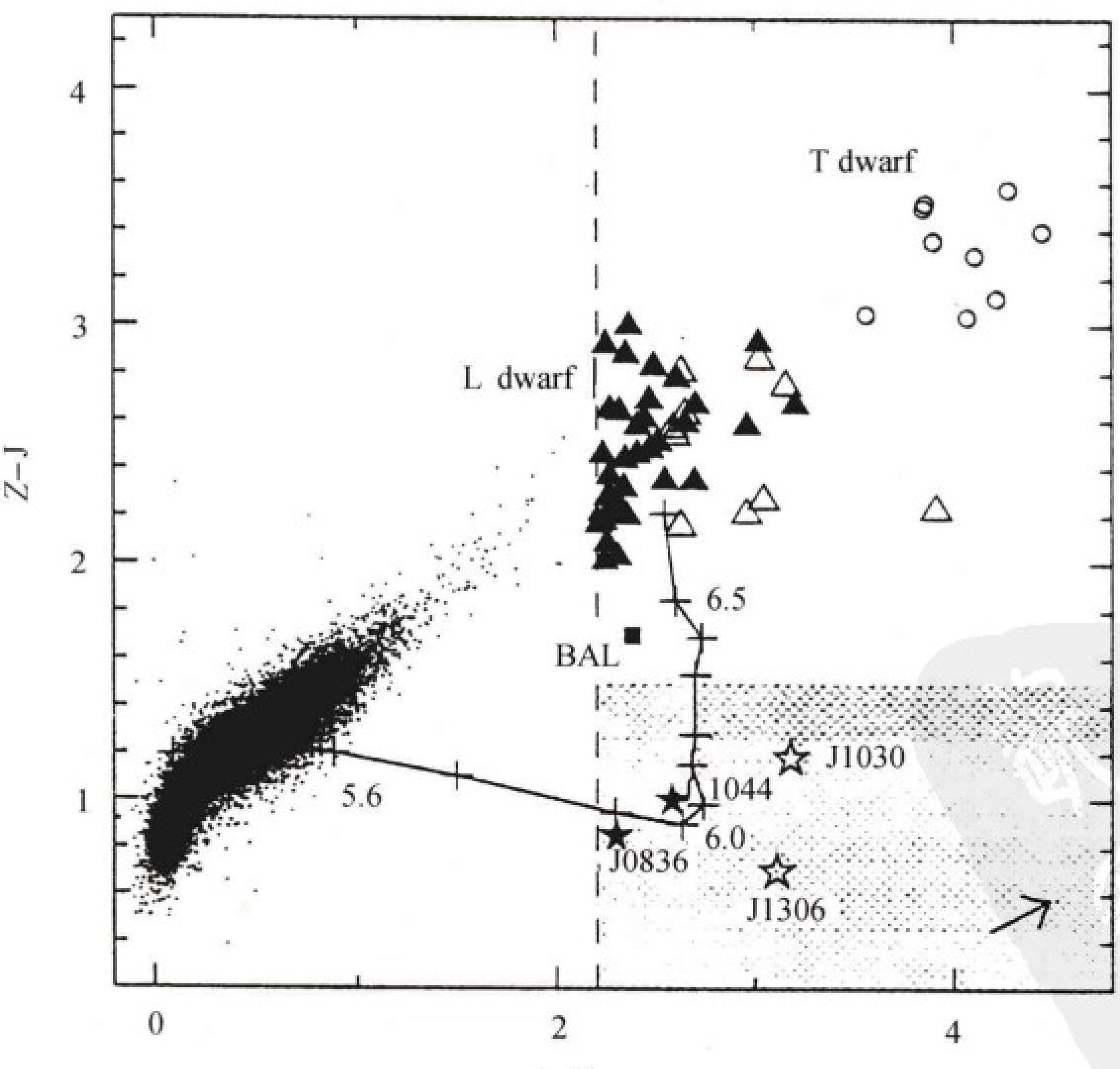


图 8.40　筛选高红移类星体的色指数图，图中星号是 4 颗高红移的类星体，圆圈是 T 型白矮星(T dwarf)，三角形是 L 型白矮星(L dwarf)，实心符号表示高信噪比，左下角区是高红移类星体范围

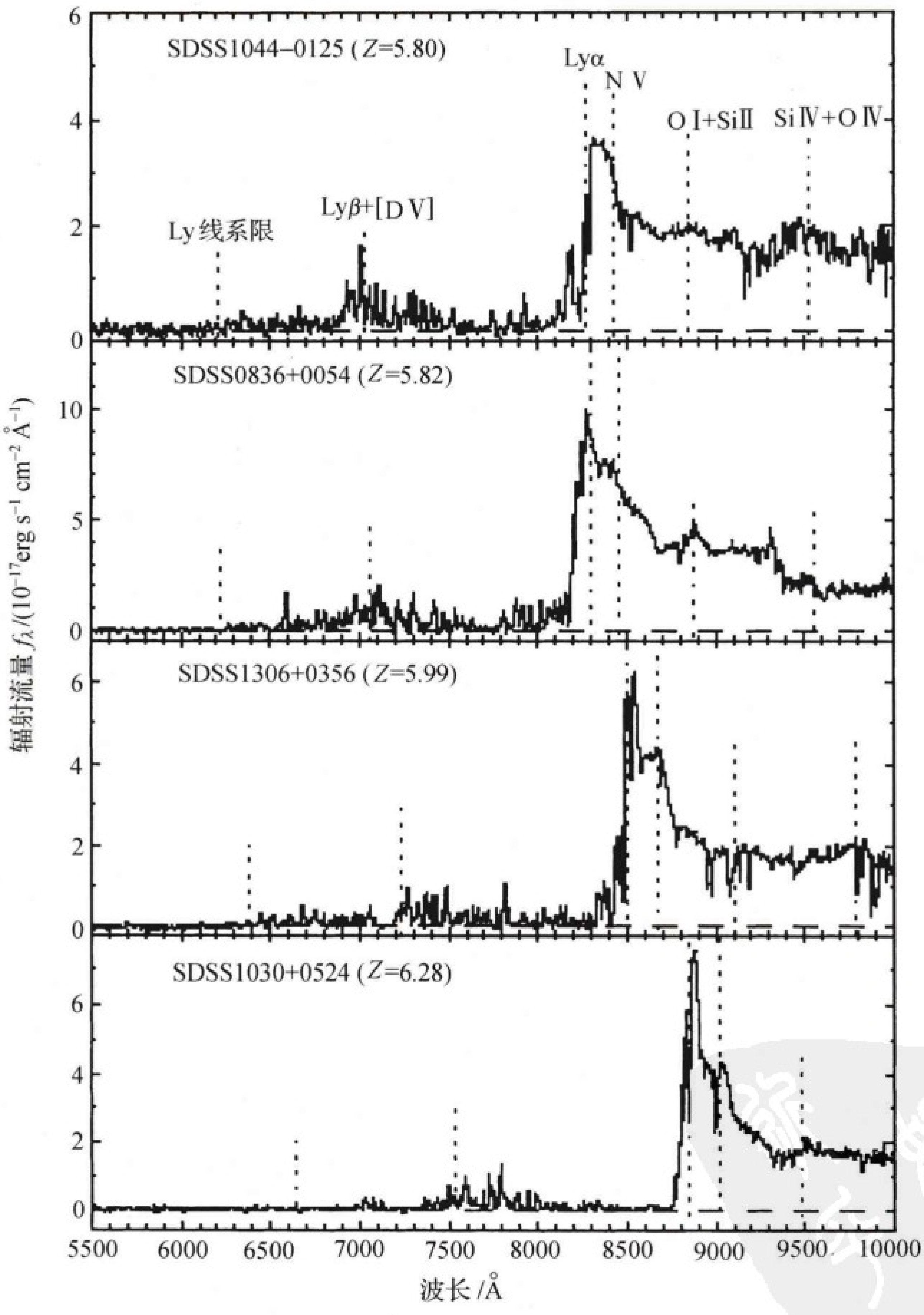


图 8.41　4 颗高红移类星体的光谱图，每颗类星体的 Lyα 发射线都十分突出，其他的发射线位置和 Ly 线系限都用虚线指示出来

SDSS 发现的这 4 颗类星体是当时最高红移的类星体。发现之后又在夏威夷的 Keck Ⅱ 10 米望远镜上进行了更高分辨率的分光观测。图 8.41 是它们的光谱图。从光谱图可以看出它们的光谱特征分别为：

SDSS 1044－0125，Z＝5.80，这颗类星体的 Lyα 辐射线非常宽，以至于和相邻的 NV 1240 Å 发射线完全混在一起，另一个明显的特征是 Ly 吸收线丛随红移增加。

SDSS 0836＋0054，Z＝5.82，Lyα ＋ NV 不仅完全混在一起，而且非常之宽，有明显的 OⅠ＋ Si Ⅱ 1302 Å 发射线，其等值宽度达到 4.2 Å。

SDSS 1306＋0356，Z＝5.99，Lyα 和 NV 1240 Å 显示出可以分开。红移值是由 Lyα 给出，其等值宽度达到 38.1 Å。没有明显的 OⅠ ＋ SiⅡ 1302 Å 发射线，其原因可能是由于 C IV 的吸收线处于同一波段。在～9800 Å 处大概是 SiⅠ 1402 Å 的辐射线，在～7130 Å 处有一个 80 Å 宽的吸收带，是一个典型的饱和的或阻尼的 Lyα 吸收，表明在吸收位置上存在着一个星系的吸收体，其红移位置为 $Z_{吸}$＝4.86。在～9080 Å 处有一个明显的双峰吸收，刚好对应于CⅣ的双线 λ1548 和 λ1551。此外，可能还有两条 MgⅡ 2798 Å 的吸收线 8960 Å 和 9900 Å，分别对应于红移位置 2.20 和 2.53。

SDSS 1030＋0524，Z＝6.28，这是在该 1550 平方度天区内发现的最高红移的类星体，具有明显的 CⅣ发射线，因此，红移值的测定很精确，可能还存在着 OⅠ ＋ SiⅡ，以及 SiⅣ的发射线。

为了发现 Z 值大于 6 的类星体，SDSS 又进行了新的一轮高红移巡天观测，所用的方法和前面相同。新的巡天面积达 1320 平方度，用同样的 i 波段辐射骤减的方法筛选候选体，共筛选出 98 候选体，这些候选体在阿帕克点天文台的 3.5 m望远镜上进行了测光和分光观测，确认了 3 颗红移大于 6 的类星体。这 3 颗高红移的类星体分别是：SDSS1048＋4637，红移 6.23；SDSS1148＋5251，红移 6.43；SDSS1630＋4012，红移 6.05。图 8.42 是它们在 Z 波段的光学证认图，从图上可以看出，这些类星体非常暗弱，事实上，它们的视亮度已经暗到和天光差不多，只有经过长时间的露光才能在 CCD 探测器上勉强显示出来。图 8.43 是它们的低色散光谱。SDSS1148＋5251 是目前为止发现的最高红移的类星体，因此，又在夏威夷的 Keck Ⅱ 10 m望远镜上进行了更高分辨本领的观测(图 8.44)。光谱中注意～9200Å 处 CⅣ 的吸收双线，其红移为 Z＝4.95，以及 Lyα 左侧显示的 Gunn-Peterson 吸收效应。

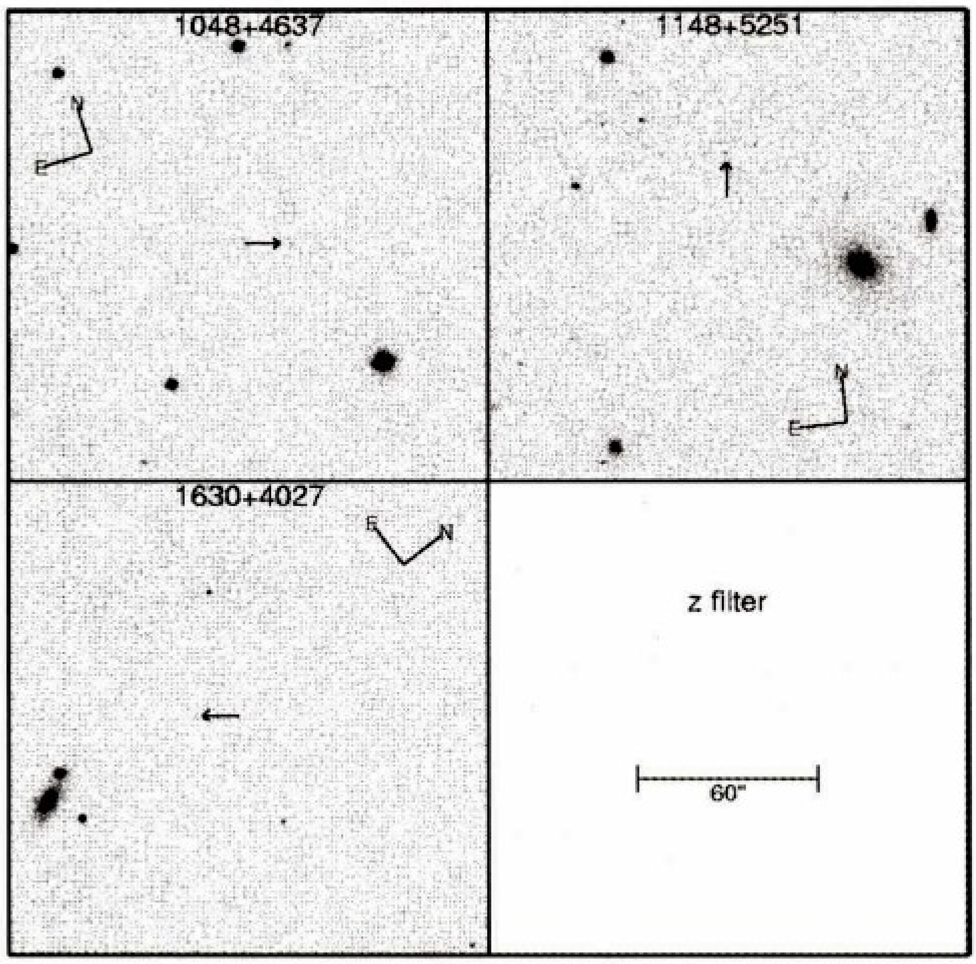


图 8.42　3 颗高红移类星体的 Z 波段光学证认图。每个图中都标出了天空的东(E) 北(N) 方位，箭头所指即类星体。右下图给出了底片比例尺的大小

3 颗高红移类星体的光谱特征如下：

SDSS1148＋5251，Z＝6.43，由于这是一颗到目前为止红移最大的类星体，因此经过多次光谱拍摄。类星体的 Lyα＋NV 发射线相对强度很弱，等值宽度仅为～25 Å。而通常对于红移达到 4 的类星体，其等值宽度平均在 70 Å 左右。Lyα 线的蓝侧，几乎全部被 Lyα 森林所吸收，这样一来，测定红移的大小便仅能靠 Lyα 发射线的峰值位置，以及 Ly 线系的截止端，因此红移值的测量精度不高。关于 CⅣ的发射线，已经红移到了远红外区，而难以测到。只有 CⅣ的星系际吸收双线被确认，其对应的吸收体的红移值 Z＝4.95。

特别需要指出的是，SDSS1148＋5251 的 J 星等达到 $18^m.25$，对应的绝对星等 $M_{1450}=-27^m.6$。这样的高光度应该是在 $Z>6$ 的宇宙空间中光度最大和质量最大的天体。

SDSS1048＋4637，Z＝6.23，和前一颗类星体类似，其 Lyα 发射线的等值宽度仅有 40Å 左右。测定红移值同样只能靠 Lyα 线峰值，以及 Ly 线系的截止端。在 9750Å 附近，可能存在着 SiⅣ的宽吸收带，对应红移为 $Z_{吸}=5.95$。该类星体的 J 星等达到 18.40，对应的 $M_{1450}=-27^m.3$，同样是一颗光度极大的天体。

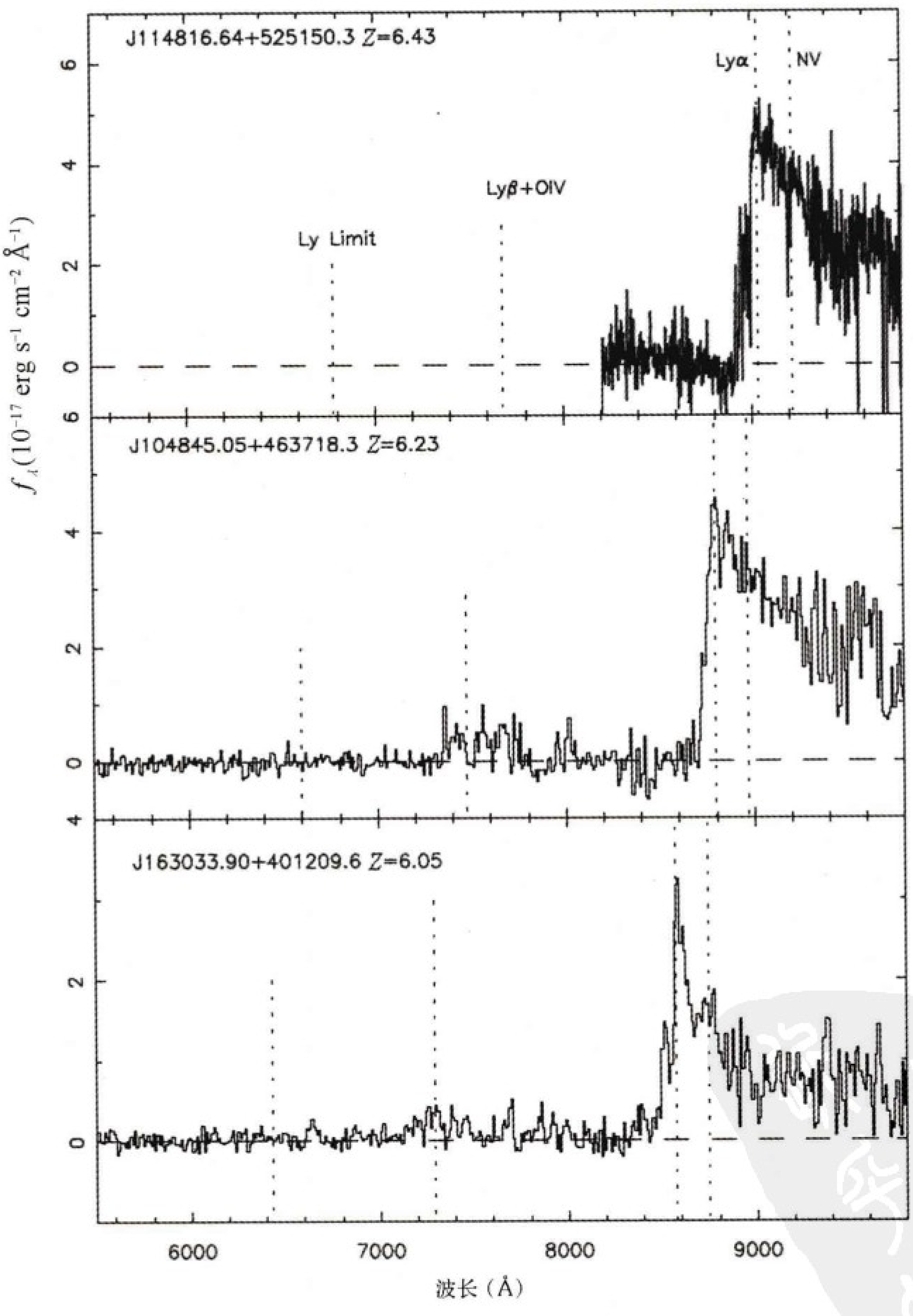


图 8.43　3 颗类星体的低色散光谱，依次按红移的大小排列，最突出的谱线只有 Lyα，其他的谱线位置都用虚线指示出来。

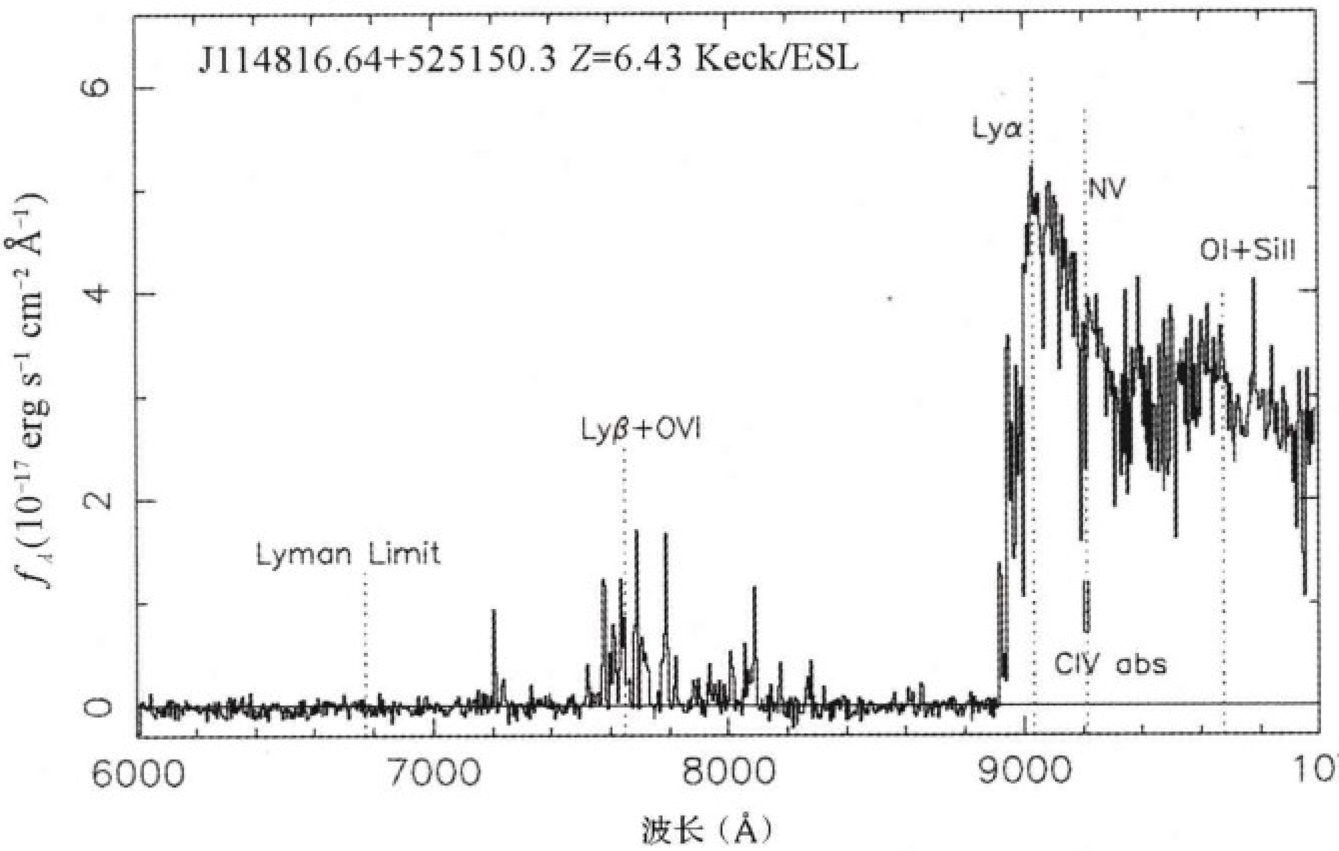


图 8.44 KeckⅡ 望远镜用依凯尔光谱仪(Echelle Spectrograph Imager)拍摄的目前最大红移类星体的光谱，由于当时的天气条件并不理想，露光时间长达 3 个小时

SDSS1630＋4012，$Z=6.05$，类星体的 Lyα 发射线等值宽度(包括 N IV)达到了 70 Å，同时可以认证出 N IV 的峰值。因此，红移值的测定比较准确，其 Z 波段的视星等只有 $20^{m}.42$，是所有 $Z>5.7$ 的类星体中视星等最暗的。

我们在第四章中曾经讨论过 Gunn-Peterson 效应，由于氢的 Lyα 吸收系数，即其跃迁的散射截面非常大，宇宙中分布的大量的中性氢会对穿越的 Lyα 辐射产生吸收和再辐射，从而减弱其辐射强度，因而，Lyα 短波一侧的连续谱强度会减弱。由于 Lyα 吸收线丛的影响，以及甚高红移的类星体数目有限，所以 Gunn-Peterson 效应能检测到的类星体数目十分有限。

由 Gunn-Peterson 效应引起的连续谱的减弱会出现吸收带，这是由于从类星体到观测者之间分布着大量的中性氢云。如果定义连续谱的减弱量为

$$D=1-\frac{f_{观}}{f_{连}}$$

$f_{观}$ 为观测到的连续谱的强度，$f_{连}$ 为类星体的固有的连续谱强度。$f_{连}$ 在 Lyα 吸收线丛的影响下难以准确给出，这里是将连续谱按幂率谱 ν^{α} 处理，取谱指数 $\alpha=-0.5$。实测中，D 取为两段分别测量，D_A 表示从 Lyα 到 Lyβ 波段，D_B 表示从 Lyβ 到 Ly 系限波段。测量结果表明，D_A 和 D_B 的减弱量只有 10%左右。但是，却明显地随红移的大小改变，说明存在着演化效应。我们用 4 颗高红移类星

体的基本物理参数和测得得 D_A 和 D_B 进行了分析。

表 8.6　4 颗高红移类星体的物理参数

名称	红移	i 星等	Z 星等	D_A	D_B	吸收线红移
SDSS 1044－0125	5.80	21.81	19.23	0.91	0.95	5.5
SDSS 0836＋0054	5.82	21.04	18.74	0.90	0.91	5.5
SDSS 1306＋0356	5.99	22.58	19.47	0.92	0.95	5.7
SDSS 1030＋0524	6.28	23.23	20.05	0.93	0.99	6.0

根据 Gunn-Peterson 效应，还可以检测宇宙中氢云分布的演化效应。在由中性氢造成的光学厚度表达式(4.50)中，可以将氢的分布看作是 Lyα 云的分布，这样，可以讨论 Lyα 云数密度随红移的演化效应。例如，将其数密度随红移演化表示为

$$N(Z) \propto (1+Z)^{2.5}$$

代入到式(4.50)中计算出的光学厚度与观测值进行比较，虽然弥散度较大，但基本上是一致的(图 8.45)。

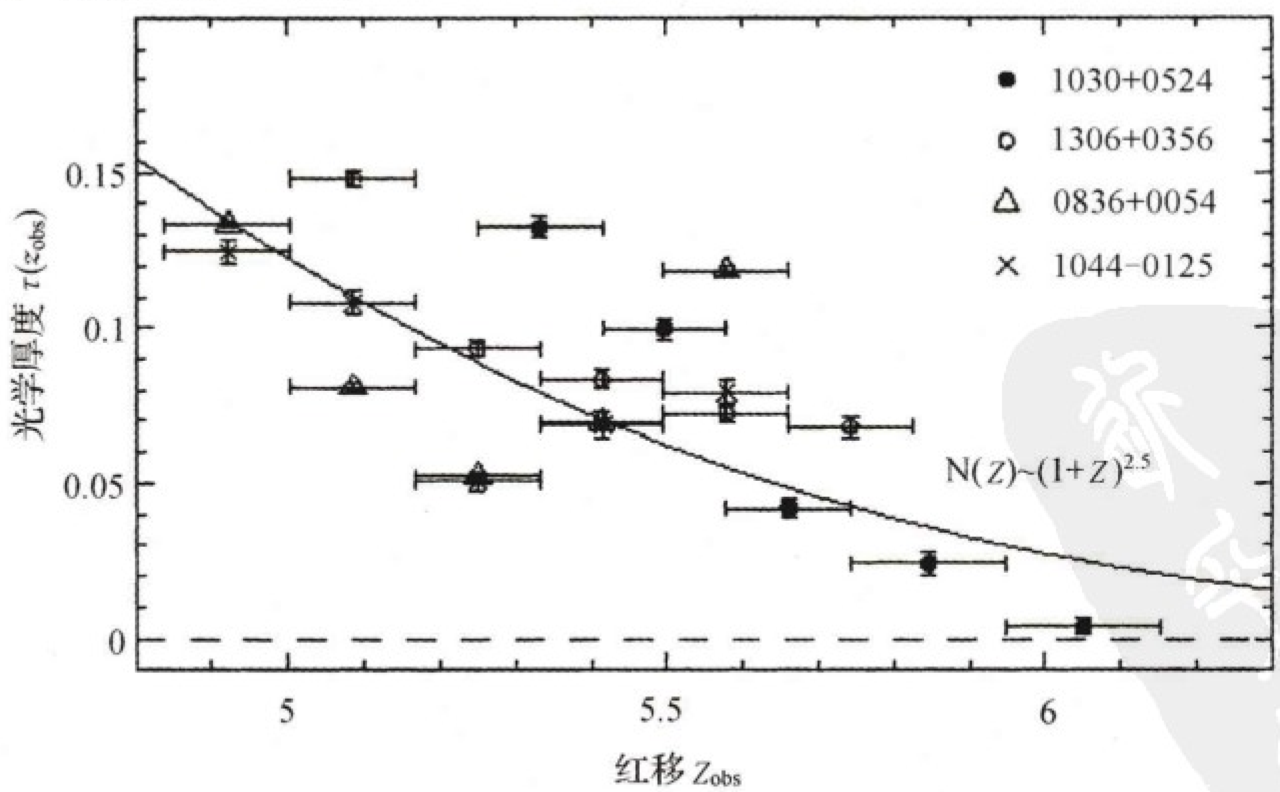


图 8.45　由 Gunn-Peterson 效应得出的光学厚度随红移变化的理论曲线如实线所示，4 颗类星体的观测值分别以不同符号表示

§8.15 红移的本质及其争论

类星体发现至今将近 40 年，天文学家对类星体的研究无论从观测上或理论上都取得了很大的进展。但是，有关类星体的本质仍没有得到彻底的解决，尤其是关于红移本质的看法，目前仍存在着争论。

红移本质的争论起始于类星体发现之初，哈勃定律是对所有河外天体都适用的。但是，把类星体点到哈勃图上，却发现它存在着很大的弥散。图 8.46 是 20 世纪 80 年代一幅著名的由部分亮类星体点出的哈勃图，显然，哈勃定律完全无法适用。为了克服这一矛盾，常采用所谓“标准烛光”的方法，也就是将某一物理参数相同的类星体分为一类，认为它们的绝对光度相近，属于同一个子集。用这种方法绘制的哈勃图的确有了改进，不过，仍然存在着很大的缺陷。第一，子集的选取是唯象的，它们是否满足标准烛光的要求，并不清楚；第二，没有考虑类星体本身的演化效应，类星体的红移相差很大，演化效应应该对光度有影响。在类星体的演化过程中，光度肯定会发生变化；第三，不同子集得出的关系相差甚大。

当然，用类星体构造不出理想的哈勃图，不能直接导出类星体不服从哈勃定律。哈勃定律推导时，是把河外星系的光度相同作为前提。也许，正是由于类星体本身的光度相差很大，才造成哈勃图的弥散。

对类星体红移本质产生怀疑的另一个原因是所谓“能量预算”困难。一颗类星体的光度能达到 1000 个以上的普通星系的光度之和，而其大小只有几个光年。如何产生如此巨大的能量，目前流行的黑洞加吸积盘的模型仍存在着可质疑之处。

关于类星体红移的本质，目前存在着两种对立的观点。大多数天文学家认为，类星体仍然服从哈勃定律，其距离由红移来决定，因此类星体的红移是宇宙论性的。少数天文学家认为，类星体的红移不能作为量度类星体距离的依据，也就是说，类星体的红移是非宇宙论性的。

一、宇宙论性红移

有大量的观测证据可以说明类星体的红移是宇宙论性的，归纳如下：

(1) 类星体的光谱和一般发射线星系的光谱没有本质的区别，尤其是 Seyfert 星系，和类星体的光谱完全一致，只是在光度上有区别。

(2) 许多类星体伴随有吸收线,有的吸收线和发射线一一相伴,是由类星体周围的气体云形成的。

(3) Lyα 线丛的存在被解释为类星体与观测者之间的吸收云造成的。

(4) 在和星系靠近的类星体中观测到了红移值和星系距离一致的吸收线。

(5) 在成对的类星体中观测到了属于对方的吸收线。

(6) 引力透镜现象得到证实,而且观测到了引起透镜效应的透镜体。

(7) 观测到了类星体周围的气体云,且云的距离测得和类星体一样,表明类星体是活动星系核。

(8)没有肯定的证据证明红移是非宇宙论性的。

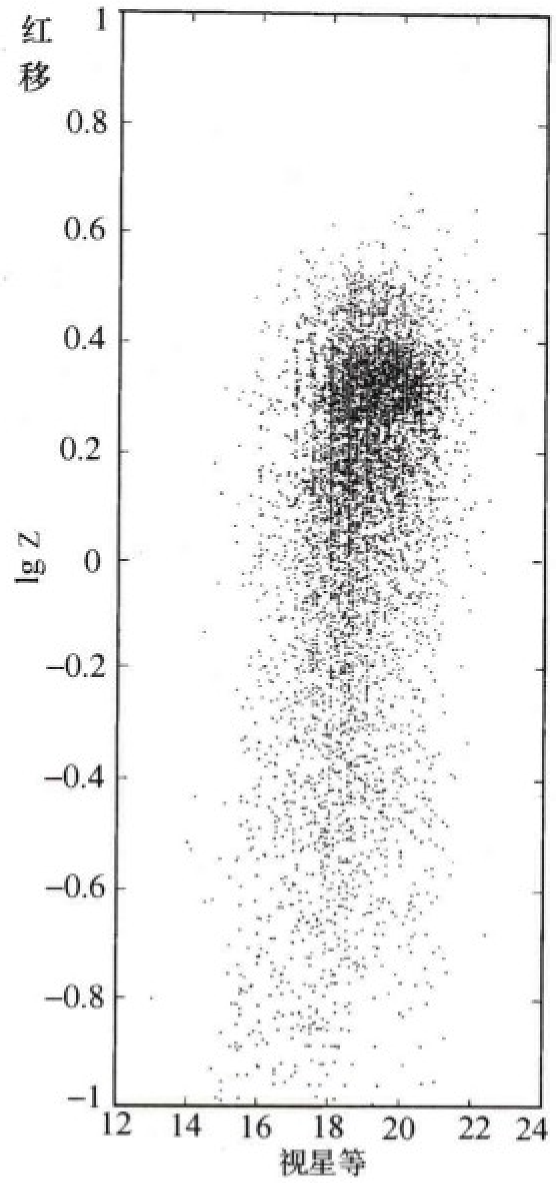


图 8.46　由 7315 颗类星体给出的红移—视星等关系图,完全不服从哈勃定律

二、非宇宙论性红移

在大多数天文学家都相信类星体的红移是宇宙论性的时候,以阿尔普(Arp)为代表的一些天文学家却一直坚持红移是非宇宙论性的观点。美国天文学家阿尔普和柏比奇(Burbidge),英国天文学家霍伊尔(Hoyle)及印度天文学家纳里卡尔(Narlikar)共同倡导非宇宙论性学说,被人们冠以天文界的"四人帮"。他们同样列举了大量的观测事实,也可以归纳为如下 8 点:

(1) 一些类星体和星系非常靠近,似乎有物理联系,但它们的红移值却相差甚大。

(2) 类星体和星系存在着一定的统计上的相关性。

(3) 一些亮星系周围的类星体的数密度明显高于场类星体的数密度。图 8.47是著名旋涡星系 NGC1097 周围的类星体分布,不仅数密度高于平均类星体密度,而且更集中在星系的喷流方向上。这是作者与阿尔普合作完成的一个典型观测事例,被阿尔普视为非宇宙论性红移最重要的事例之一。

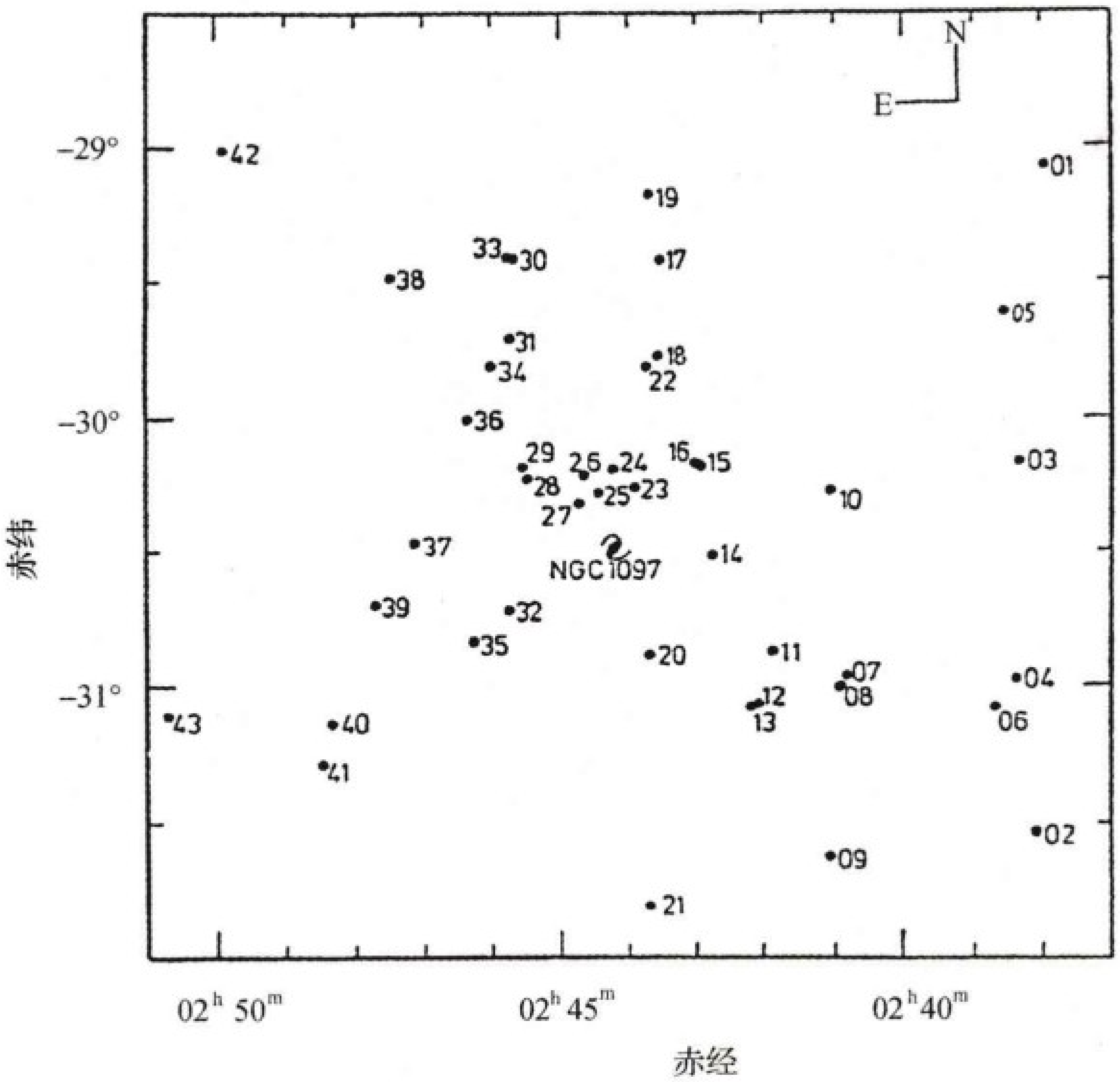


图 8.47　NGC1097 周围的类星体。左上角和右下角的连线方向大约是星系的喷流方向。类星体的编号按赤经增加顺序，共 43 颗

(4) 发现一些亮星系存在着“特区”，即某些亮斑或旋臂的一些特殊部位，其视向速度和星系本身的视向速度相差甚大，甚至差到一个数量级，这的确是难以理解的，非宇宙论观点正是以此来佐证星系可以和类星体共存。图 8.48 是阿尔普给出的诸多示例中的一个，如果图中的亮结不是偶然的背景星系叠加在一起，则很难解释它们的视向速度为什么相差如此之大。

(5) 类星体往往存在着特殊的排列或成团性，与星系有很大的区别。

(6) 黑洞模型是类星体物理模型的唯一解释，观测上缺乏足够的证据表明每一个类星体都必然存在着黑洞。

(7)“能量预算”的矛盾仍然存在，目前的解释不能令人满意。

(8)没有肯定的证据否定红移是非宇宙论性的。

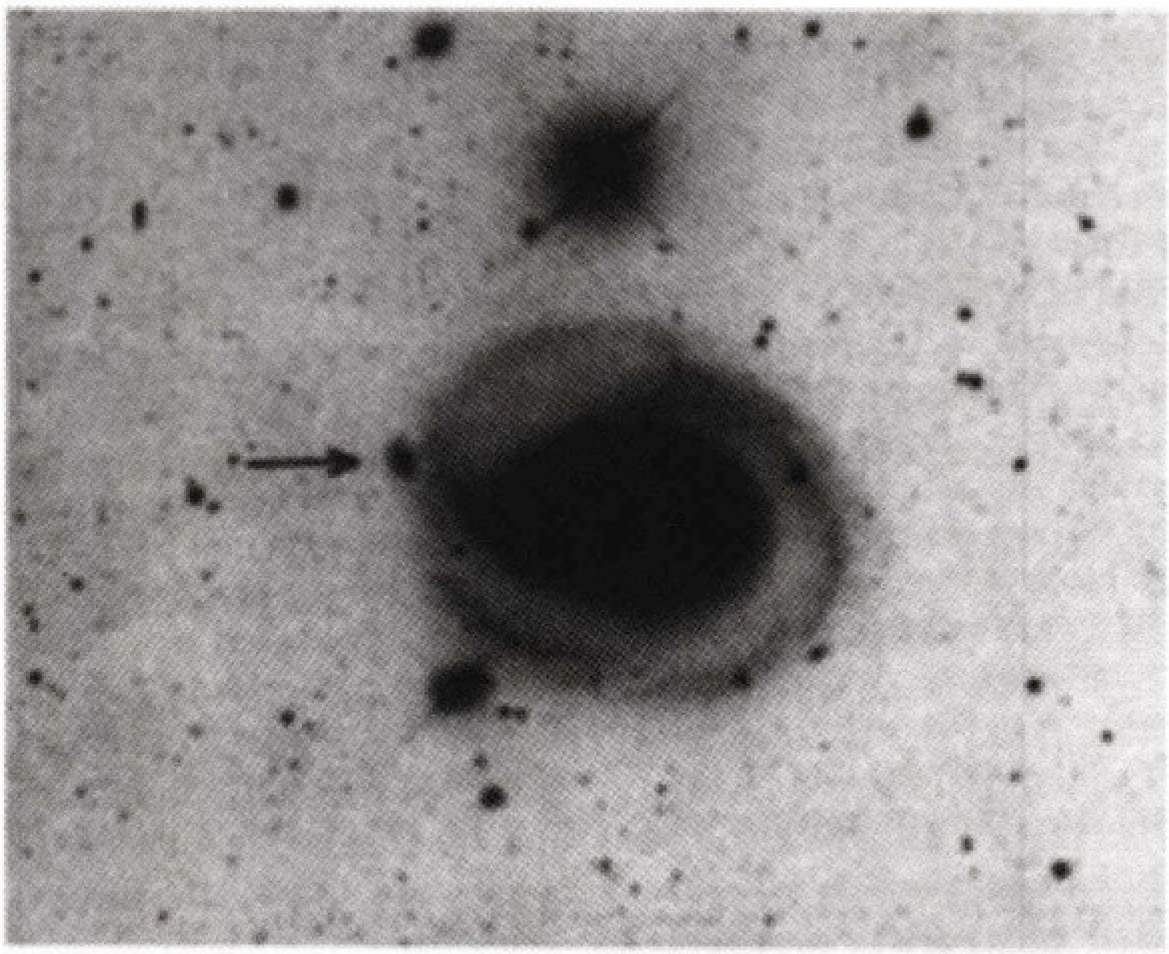


图 8.48　星系 NGC 53,箭头所示的亮结部分比主星系的视向速度高出 32744 km/s

第九章　宇宙空间的大尺度结构

§9.1　星系的巡天观测和光度函数

星系的巡天观测始于20世纪初，早期的系统巡天首推Shapley-Ames星表（1932年）。该星表给出了全天亮于13等的1250个星系，之后，由de Vaucouleurs夫妇加以扩充，成为亮星系参考星表（Reference Catalogue of Bright Galaxies），包含北天区的5000个星系，星等亮于15等，该星表来自美国Palomar天文台巡天观测底片。

大规模的光学巡天工作，主要来自南北半球的两架相同口径（1.2m）的施密特望远镜。北半球的Palomar天文台巡天观测，最早完成于1960年，称为POSS-I（Palomar-National Geographic Society Sky Survey），它覆盖了$-33°\leqslant\delta\leqslant90°$的天区，星等达到$21^m$(B)和$20^m$(R)，共完成了879个天区，每个天区有两种底片，蓝色片(B)和红色片(R)。进入20世纪80年代，Palomar天文台又进行了第二轮的巡天观测，称为POSS-II，覆盖区域$-3°\leqslant\delta\leqslant90°$，星等达到$21^m$(B)和$19.^m5$(R)。南半球的巡天观测主要是由UK施密特（United Kingdom Schmidt）望远镜完成，UK施密特建于20世纪70年代，安装在澳大利亚的英澳天文台（AAO），它覆盖的天区为$-90°\leqslant\delta\leqslant-17°$，星等达到$23^m$(B)和$22^m$(R)。UK施密特的巡天观测的另一特点是包括了物端棱镜的巡天，由物端棱镜提供的无缝光谱对河外天体的研究，尤其是认证类星体等具有发射的天体显示出强有力的功能。UK施密特同时和欧南台的1 m施密特（ESO Schmidt）相结合，称为ESO/SERC南天巡天。

20世纪90年代，最大的巡天观测技术是Sloan的数值巡天（Sloan Digital Sky Survey，简称SDSS）。这是一架口径2.5 m的大视场望远镜，包括测光和多

光纤光谱，测光星等 $23^{m}\sim25^{m}$(R)，光谱星等 $18\overset{m}{.}5$。该巡天的重点是河外天体，尤其是活动星系核，计划数目在百万以上，已经发现了一批高红移的类星体。在河外天体的光学巡天方面，日本的木曾天文台，前苏联的比拉干天体物理台都做了大量的工作，而且发表了相应的星表。

20 世纪 80 年代，多波段巡天观测日益受到重视。传统的射电巡天观测有英国剑桥大学的射电巡天，波段 178 MHz，它的第一批射电源表(3C)便导致了类星体的发现。之后，Texas，Molonglo，Bologna，NRAO-Green Bank，Parkes 等天文台都进行了巡天观测，其中，属于 NRAO 的甚大阵(Vary Large Array)的巡天观测(VLA Sky Survey)，覆盖范围达到 $-40°\leqslant\delta\leqslant90°$，灵敏度达到 2 mJy，波段 1.4 GHz，发现的射电源达到 2×10^{6} 以上。

在红外波段以 1983 年上天的红外天文卫星 IRAS(Infrared Astronomical Satellite)最为成功，它在 4 个波段(12 μm，25 μm，60 μm，100 μm)上，获取了几十万个红外源。1995 年由欧洲发射的 ISO 覆盖了 2.5～240 μm 的红外波段。

X 射线波段以德国马普研究院的地外物理研究所发射的伦琴卫星(Roentgen Satellite) ROSAT 最为成功。1998 年上天的 Chandra，波段从 0.1～10 keV，灵敏度成倍提高。

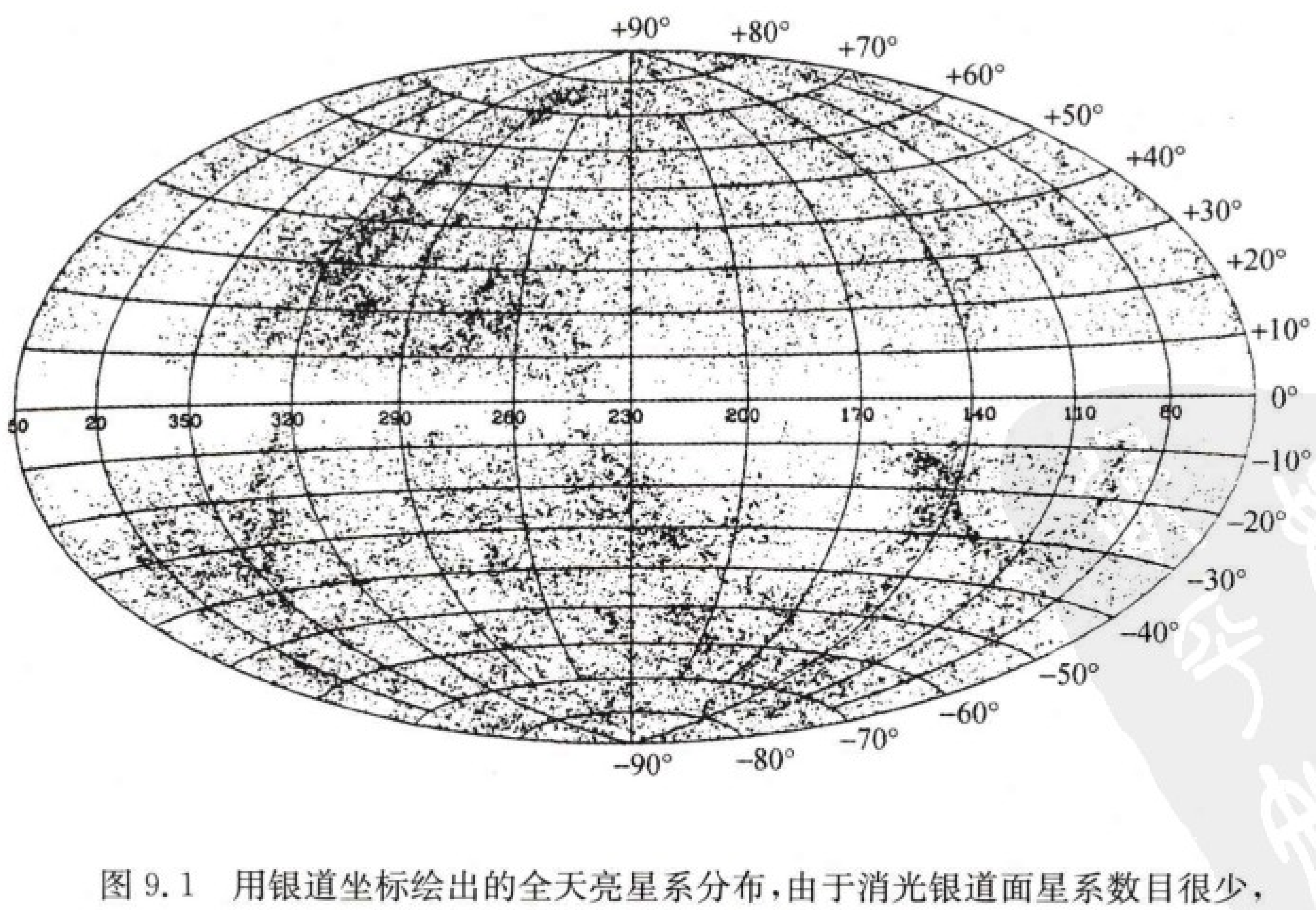


图 9.1　用银道坐标绘出的全天亮星系分布，由于消光银道面星系数目很少，$L=320°$处的密度分布是本超星系团

γ 射线的巡天观测有 COS-B 和 CGRO(Compton Gamma-Ray Observatory)，前者主要是银道面的巡天观测，后者是全天巡天。由于 γ 射线观测的定位精度限制，目前还难以获得大量的 γ 射线源。

图 9.1 是目前已知的全部亮河外星系的投影图，采用银道坐标。从图中可以看出，在银道 $L=320°$附近的密集分布是本超星系团。

由星系巡天观测的数据，已经编成不同的星表，许多已经输入光盘，使用方便。近年来，更出现了大量的数据库，从网上获得十分方便。

根据星系的巡天观测数据，可以获得星系的光度函数。光度函数的概念，在 §8.5 我们曾经讨论过，对于星系，光度函数的概念是完全一样的。星系的光度函数 $\Phi(M)$指单位绝对星等 M 内的星系数目，或者，$\Phi(M)\,\mathrm{d}M$ 表示在绝对星等间隔$(M,M+\mathrm{d}M)$内的星系数目，因此

$$N=\int_{-\infty}^{+\infty}\Phi(M)\,\mathrm{d}M \tag{9.1}$$

表示单位体积内星系的总数目。

对于非星系团的场星系而言，一个基本问题是，光度函数按绝对星等的分布是否是均匀的？大量的巡天观测表明，星系的数目随着光度的增加呈现快速递减。施科特(Schechter) 分析大量的星系光度函数，构造了一个普适的有待定参数的光度函数。

$$\Phi(M)=(0.4\ln 10)\Phi^{*}\,10^{0.4(\alpha+1)(M^{*}-M)}\exp\left[-10^{0.4(M^{*}-M)}\right] \tag{9.2}$$

上式称为 Schechter 函数，其中的 Φ^{*} 和 M^{*} 以及 α 由观测去拟合，观测 M^{*} 表示的是截止值，例如，埃夫斯泰西(Efstathiou)等人曾给出上式中的

$$\Phi^{*}=(1.6\pm0.3)\times10^{-2}h^{3}\ \mathrm{Mpc}^{-3}$$

$$M^{*}=-19.7\pm0.1+5\lg h$$

$$\alpha=-1.07\pm0.07$$

如果将绝对星等换成光度 L，根据

$$\lg\left(\frac{L}{L^{*}}\right)=-0.4(M-M^{*}) \tag{9.3}$$

则式(9.2)还可以写为

$$\Phi(L)=(\Phi^{*}/L^{*})(L/L^{*})^{\alpha}\exp(-L/L^{*}) \tag{9.4}$$

凡尔顿(Felten)于 1977 年将 9 组星系光度函数归一化为一个统一的光度函数，如图 9.2 所示，图中所得的光度函数曲线也可以按 Schechter 函数拟合为

$$n(x)=\Phi^{*}x^{\alpha}\mathrm{e}^{-x}\,\mathrm{d}x \tag{9.5}$$

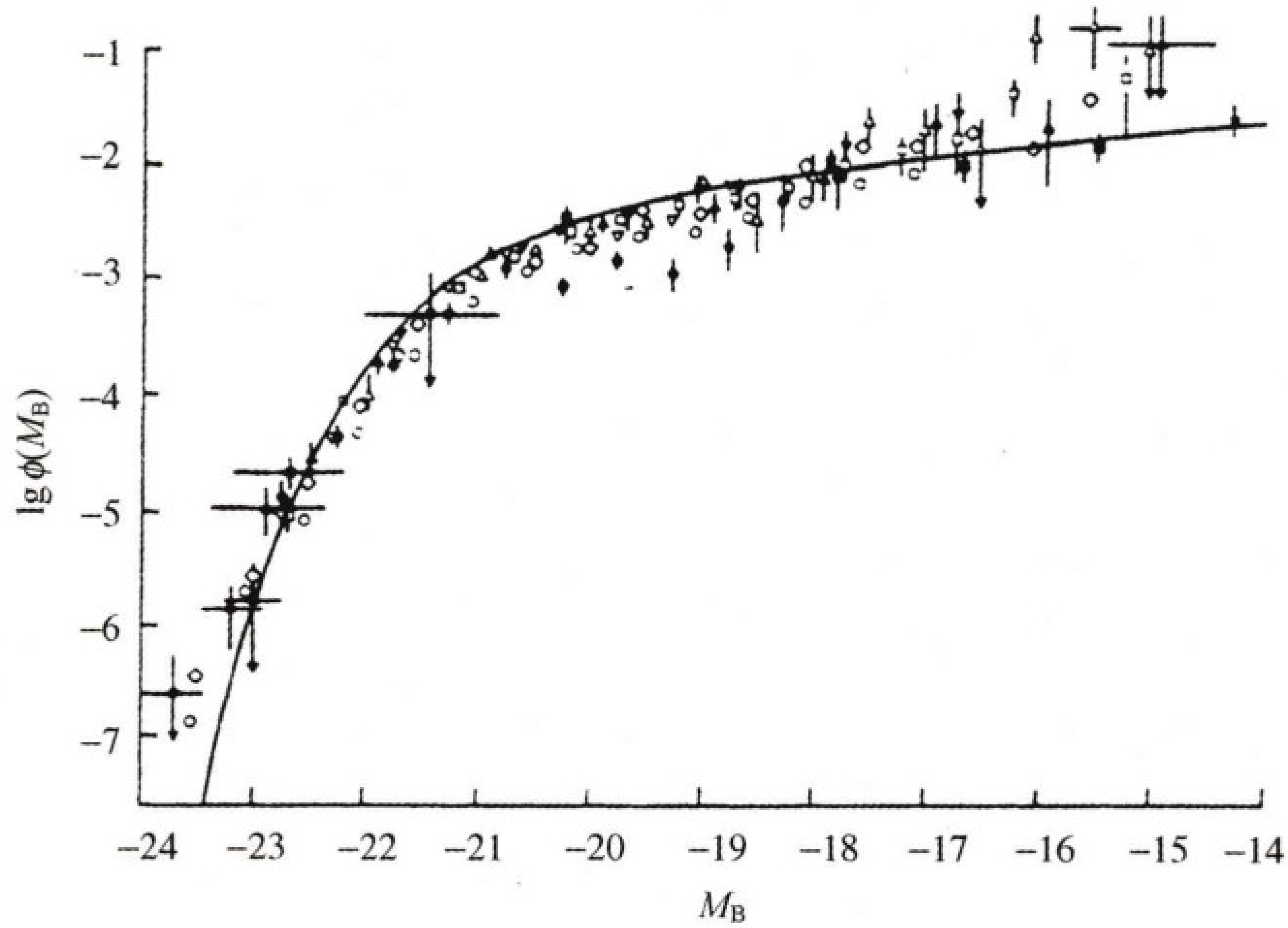


图 9.2　由 9 组观测数据绘制的星系光度函数

其中 $x=L/L^*$，可以看出 Felten 的光度函数在亮端的星系数目下降得很快，而在暗端，即暗弱星系，其光度函数的弥散很大。

§9.2　星系的大尺度空间分布

星系在宇宙空间大尺度上的分布特性一向受到关注，它是对宇宙学原理的直接检验。根据宇宙学原理，物质在宇宙中的分布必须是均匀的和各向同性的。但是，这一要求究竟是指在多大的尺度范围内呢？我们首先看一个曾经引起轰动效应的所谓"长城结构"(Great Wall Structure)。1990 年 BEKS(Broadhurst, Ellis, Koo, Szalay)对南北银极的极冠区域做了深度巡天观测，他们发现，其星系分布呈明显的周期性，而且周期十分规律，被称为"长城性"的结构。BEKS 共分析了 396 个星系，南北银极的巡天深度，按红移给出分别为

$$Z_S \approx 0.020 \sim 0.440$$

$$Z_N \approx 0.022 \sim 0.455$$

分析结果，呈现明显的周期性成团，其间距为 $128h^{-1}$Mpc，置信度在 2σ 以上。图 9.3是按南北银极方向画出的数目—红移分布图，图中原点之间间距刚好是 $128h^{-1}$Mpc。

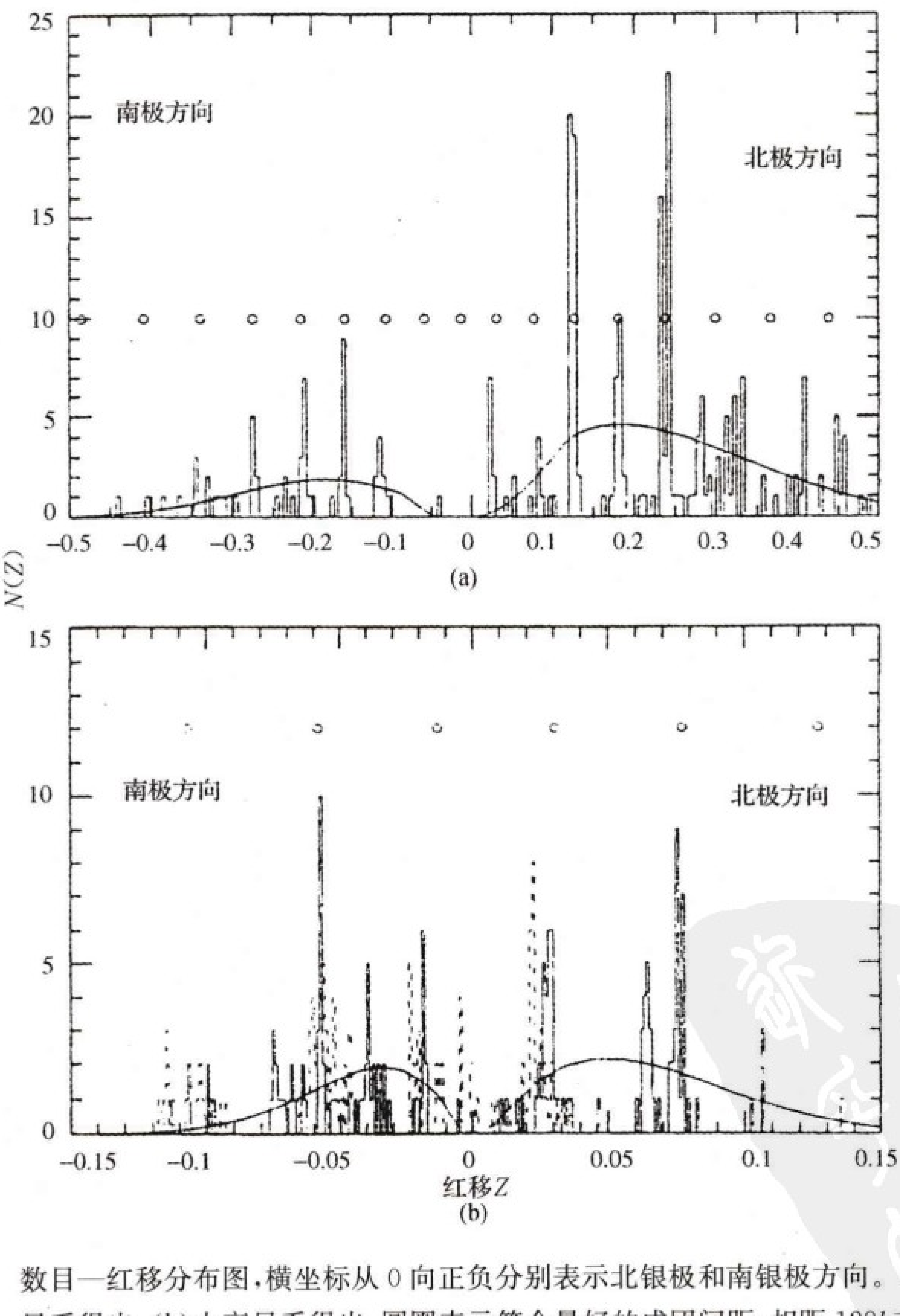


图 9.3　数目—红移分布图，横坐标从 0 向正负分别表示北银极和南银极方向。(a)由暗星系得出，(b)由亮星系得出，圆圈表示符合最好的成团间距，相距 $128h^{-1}$Mpc

在长城结构发现的同时，又发现了许多所谓空洞结构。那么，这些明显的不均匀分布现象仅仅是反映在局部的呢，还是在大尺度上的呢？

最常用的分析河外星系在空间的分布特性的方法是两点相关函数方法，它用于检验天体分布的均匀性。如果我们讨论一定的空间体积 V，星系在该空间内的平均密度为 N_0，则所谓两点相关函数 $\xi(r)$ 可以表示为

$$\xi(r)=\frac{N(r)}{N_0}-1 \tag{9.6}$$

其中 $N(r)$ 为在 r 距离处的空间密度，显然，$\xi(r)$ 表示的是星系在 r 处分布的过剩数目。上式还可以按体元 $\mathrm{d}V$ 来表示：

$$N(r)\mathrm{d}V=N_0[1+\xi(r)]\mathrm{d}V \tag{9.7}$$

为了得到确切的 $\xi(r)$，显然需要相当大空间范围的星系数目，也就是要求大样本的巡天观测。同时，样本的完备性要好，也就是选择效应不大，或者能够加以订正。目前得到的 $\xi(r)$，常用一个指数形式来表示：

$$\xi(r)=\left(\frac{r}{r_0}\right)^{-\gamma} \tag{9.8}$$

式中 r_0 是选定的划分尺度，例如，当 r 为 $100h^{-1}$ kpc 到 $10h^{-1}$ Mpc 时，可以取 $r_0=5h^{-1}$ Mpc，γ 的取值常在 2 左右。

实用上，也常用角两点相关函数 $\omega(\theta)$，定义为

$$N(\theta)\mathrm{d}\Omega=N_g[1+\omega(\theta)]\mathrm{d}\Omega \tag{9.9}$$

$N(\theta)\mathrm{d}\Omega$ 表示的是在 θ 角处 $\mathrm{d}\Omega$ 立体角内的星系数，N_g 是平均立体角内的星系数目，实际上即面密度，$\omega(\theta)$ 则是在 θ 处的星系过剩数目。这时，可以按星系总数，也可以按视星等加以区分。

我们先看一下两组重要的巡天观测结果，一组是由剑桥大学天文研究所 APM 仪器扫描的 UK 施密特深度巡天底片，星等范围 $17.5<m<20.5$；另一组是美国里克(Lick)天文台的巡天观测。图 9.4 是由这两组数据给出的 $\omega(\theta)$ 函数分布图，(a)是 APM 数据，按视星等加以分组，每 0.5 个星等分一组；(b)是 Lick 的数据，可以明显地看出，越趋于大尺度范围，分布越均匀。

的确，两点相关函数方法提供了对星系分布均匀性的大尺度检验。对于两点相关函数小于 1 的尺度，也就是星系密度分布起伏值小于 1 的尺度，大尺度检验是一个很重要的物理尺度，目前的结果是对应于 $r<5h^{-1}$ Mpc。

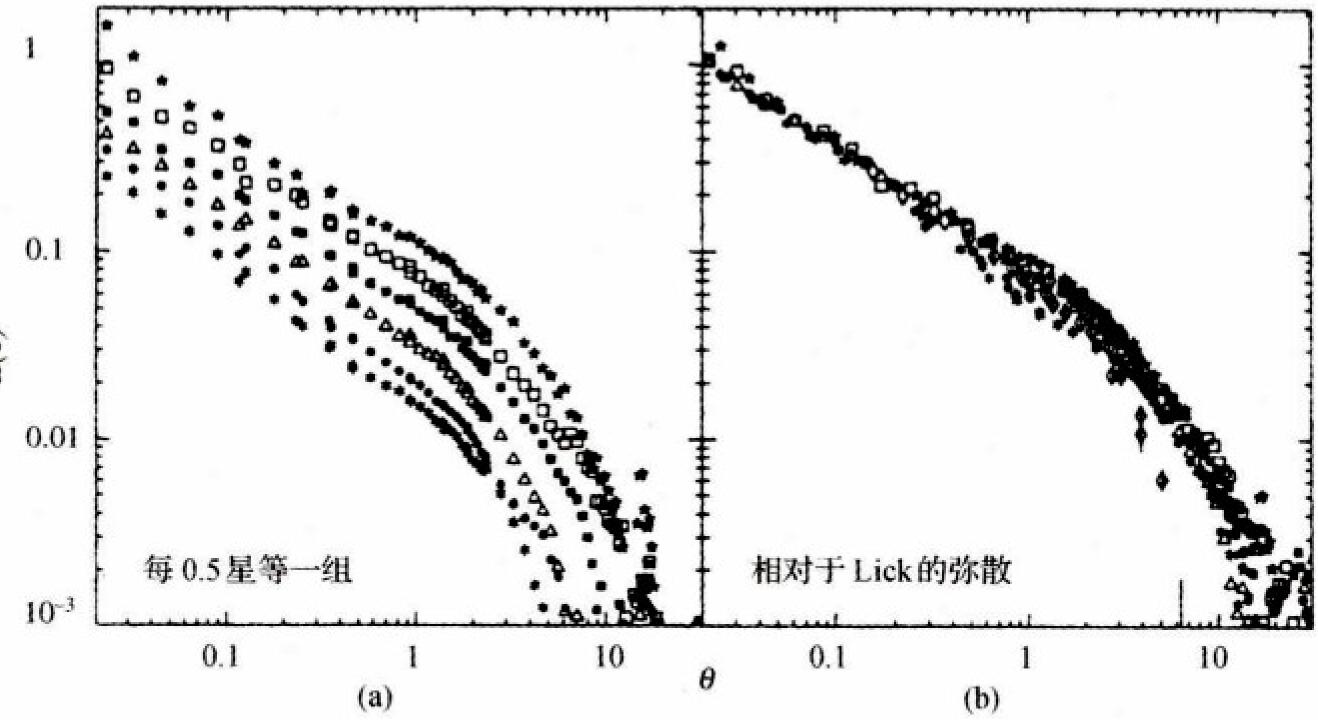


图 9.4　星系分布的角两点相关函数，(a)APM数据，(b)Lick数据，横坐标是角度θ(以度为单位)

分析星系在大尺度上分布的均匀性，或成团性，还有许多其他的统计方法。

上述均匀性分布的检验是在大尺度范围内统计意义上的检验，具体到每个天区，星系的分布远不是均匀的，往往出现成团性或"空洞"。本节开始时提到的长城性结构，后来又做了进一步的观测。位于智利的 Las Campanas 天文台沿北银极和南银极方向巡天了 3 个窄条，覆盖 700 平方度，共测量了 26418 个星系，其结果如图 9.5 所示，可以看出，如果沿着特定的方向看过去，的确存在着长城性结构，同时存在着许多空洞结构，但是，并没有得出明显的 128 h^{-1}Mpc 的周期。

进一步做更大面积和更深度的巡天，发现星系的分布存在着"海绵状"的结构。也就是说，既可以认为存在着长城性的周期分布，又可以认为存在空洞。如果做三维分布图，则海绵状结构会表现得更清楚。

作为结论，星系在大尺度上的分布仍然不违背各向同性和均匀性。

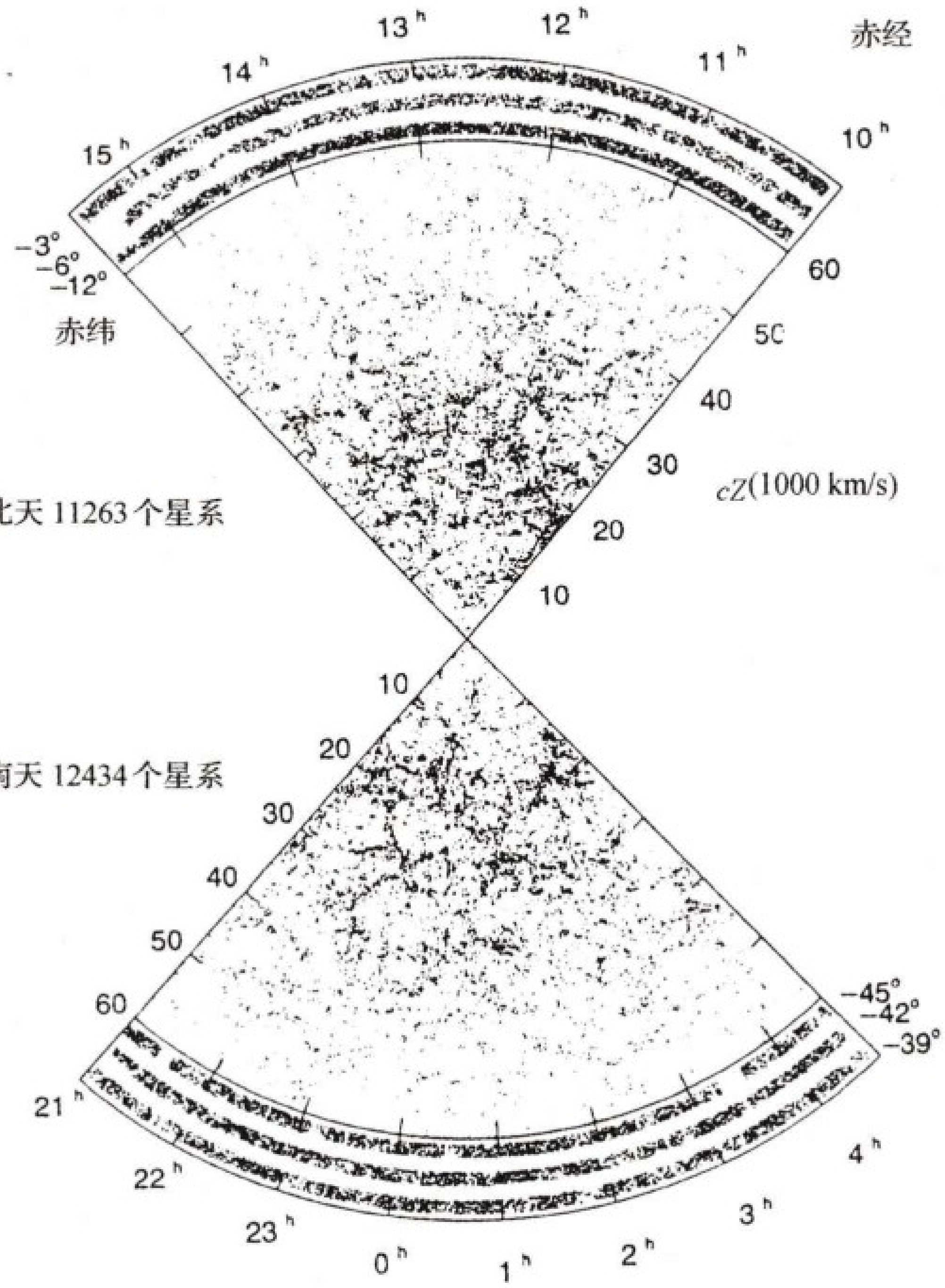


图 9.5　南北银极方向的星系分布图

§9.3　河外天体空间分布的 $\langle V/V_m\rangle$ 检验

施密特早在 1968 年就发展了一种方法，用以检验河外天体分布的均匀性。该方法还可以检验样品本身的完备性，以及讨论天体的演化效应，该方法称为 $\langle V/V_m\rangle$ 检验，即每个河外天体所占体积空间与其最大可能体积空间之比的平均值。$\langle V/V_m\rangle$ 检验方法虽然是就类星体提出的，但实际上它可以适用于任何类型的河外天体。

一、基本方法

应用$\langle V/V_m \rangle$方法，需要有一组已知距离和光度的天体样品，例如，一组类星体或者一组射电星系。设 N 为被检测天体的总数，r_i（或 Z_i）为第 i 个天体的距离，L_i（或 M_i）为第 i 个天体的光度，m_i 为第 i 个天体的视星等，则第 i 个天体在 r_i（或 Z_i）范围内占有的体积可表示为

$$V_i = V(Z_i) \tag{9.10}$$

而第 i 个天体的光度为 L_i，该天体能被观测到的极限距离为 $r_{m,i}$（或 $Z_{m,i}$），其相应的体积为

$$V_{m,i} = V(Z_{m,i}) \tag{9.11}$$

式中的极限红移量 $Z_{m,i}$ 是由第 i 个天体的光度 L_i 和整个这组天体的可测极限星等 $m_{\min}$（或可测极限红移 $Z_{\max}$）来决定的。即

$$Z_{m,i} = Z(Z_{\max}, L_i) \tag{9.12}$$

例如，第 i 个天体的光度为 L_i，相应的绝对星等为 M_i。该组天体的可测极限星等为 $m_{\min}$，代入某种光度—距离关系，如

$$m_{\min} - M_i = 25 - 5\lg H_0 + 5\lg cZ_{m,i} + 1.086(1-q_0)Z_{m,i} \tag{9.13}$$

其中 $cZ_{m,i}$ 以 km/s 为单位，便可求出相应的每个 $Z_{m,i}$ 来。

有了 Z_i 和 $Z_{m,i}$，便可以由红移—距离关系得到相应的 r_i 和 $r_{m,i}$。如果被测天区所张的立体角为 Ω，则相应的体积分别为

$$V_i \equiv \frac{\Omega}{4\pi}\frac{4}{3}\pi r_i^3 = \frac{1}{3}\Omega r_i^3 \tag{9.14}$$

$$V_{m,i} \equiv \frac{\Omega}{4\pi}\frac{4}{3}\pi r_{m,i}^3 = \frac{1}{3}\Omega r_{m,i}^3 \tag{9.15}$$

因此

$$\left\langle \frac{V}{V_m} \right\rangle_i = \frac{V_i}{V_{m,i}} = \left\langle \frac{r_i}{r_{m,i}} \right\rangle^3 \tag{9.16}$$

不难理解，所有 $\left\langle \frac{V}{V_m} \right\rangle_i$ 的数值都处在(0,1)之间。对于一组均匀分布的天体来说，当被观测的天体数目 N 足够多时，其平均值应该为 1/2。即

$$\left\langle \frac{V}{V_m} \right\rangle \equiv \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left\langle \frac{V}{V_m} \right\rangle_i \tag{9.17}$$

当天体均匀分布时

$$\left\langle \frac{V}{V_m} \right\rangle = \frac{1}{2} \tag{9.18}$$

相应的弥散度 σ 为

$$\sigma^2\left\langle\frac{V}{V_m}\right\rangle = \frac{1}{12N} \tag{9.19}$$

二、一般性证明

现在，就式(9.18)给一个一般性的证明。设一组被观测的样品在空间的分布是均匀的，天体的光度函数为 $\Phi(L)$，且满足归一化条件

$$\int_0^\infty \Phi(L)\mathrm{d}L = 1 \tag{9.20}$$

若天体的空间密度分布为 $\rho(Z)$，则对应于 L 的空间密度为

$$\rho(Z,L)=\rho(Z)\Phi(L) \tag{9.21}$$

光度为 L 的天体，相应的体积为 $V(Z)$，而与 L 相应的天体可以观测到的最大体积为 $V_m(L)$，根据定义

$$\begin{aligned}\left\langle\frac{V}{V_m}\right\rangle &= \left[\int \mathrm{d}L \int_0^{V_m(L)} \frac{V(Z)}{V_m(L)}\rho(Z,L)\,\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}Z}\mathrm{d}Z\right]\Big/\left[\int \mathrm{d}L \int_0^{V_m(L)} \rho(Z,L)\,\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}Z}\mathrm{d}Z\right] \\ &= \left[\int \mathrm{d}L \int_0^{V_m(L)} \frac{V(Z)}{V_m(L)}\rho(Z)\Phi(L)\,\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}Z}\mathrm{d}Z\right]\Big/\left[\int \mathrm{d}L \int_0^{V_m(L)} \rho(Z)\Phi(L)\,\frac{\mathrm{d}V}{\mathrm{d}Z}\mathrm{d}Z\right]\end{aligned} \tag{9.22}$$

当 $\rho(Z)=\rho_0=\text{const}$ 时，上式化简为

$$\begin{aligned}\left\langle\frac{V}{V_m}\right\rangle &= \left[\rho_0\int \Phi(L)\mathrm{d}L \int_0^{V_m(L)} \frac{V(Z)}{V_m(L)}\mathrm{d}V\right]\Big/\left[\rho_0\int \Phi(L)\mathrm{d}L \int_0^{V_m(L)} \mathrm{d}V\right] \\ &= \left[\int_0^{V_m(L)} \frac{V(Z)}{V_m(L)}\mathrm{d}V\right]\Big/\left[\int_0^{V_m(L)} \mathrm{d}V\right] \\ &= \frac{1}{V_m(L)}\,\frac{1}{2}V_m^2(L)\Big/V_m(L) \\ &= 1/2\end{aligned} \tag{9.23}$$

若 $\rho(Z)\neq\text{const}$，可以定义一个以密度为权重的体积

$$V'(Z) = \int_0^Z \rho(Z)\mathrm{d}V(Z) \tag{9.24}$$

类似可以证明

$$\left\langle \frac{V'}{V'_m} \right\rangle = \left[\int \mathrm{d}L \int_0^{V'_m(L)} \rho(Z)\Phi(L) \frac{V'(Z)}{V'_m(L)} \mathrm{d}V(Z)\right] \Big/ \left[\int \mathrm{d}L \int_0^{V'_m(L)} \rho(Z)\Phi(L)\mathrm{d}V(Z)\right] \tag{9.25}$$

由式(9.24)

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{V'}{V'_m} \right\rangle &= \left[\int \mathrm{d}L \int_0^{V'_m(L)} \Phi(L) \frac{V'(Z)}{V'_m(L)} \mathrm{d}V'\right] \Big/ \left[\int \mathrm{d}L \int_0^{V'_m(L)} \Phi(L)\mathrm{d}V'\right] \\ &= \int \mathrm{d}L\Phi(L) \frac{1}{2} \frac{[V'_m(L)]^2}{V'_m(L)} \Big/ \int \Phi(L)\mathrm{d}LV'_m(L) \\ &= \frac{1}{2}\int \mathrm{d}L\Phi(L)V'_m(L) \Big/ \int \Phi(L)\mathrm{d}LV'_m(L) \\ &= \frac{1}{2} \end{aligned} \tag{9.26}$$

三、样品的完备性和演化效应

$\langle V/V_m \rangle$检验一般应用于一组局部天区的巡天观测，实际观测中，往往由于观测上的选择效应，使得样品不完备。所谓样品不完备指的是在观测的极限星等范围内，或者在某一个极限距离范围内，有些天体没有被观测到，在这种情况下，会出现$\langle V/V_m \rangle \neq 1/2$。

出现$\langle V/V_m \rangle \neq 1/2$的另一个原因，是由于天体本身具有演化效应。被观测的天体，近距的和远距的，光度大的和光度小的，处于不同的形成年龄。在这段时间内，星体本身的光度发生了变化，也就是说，天体随年龄在不断地演化。因此，当被检验的样品出现$\langle V/V_m \rangle \neq 1/2$时，可能是由于两种原因引起的：观测上的选择效应或天体本身的演化效应。

如果能够用一定的方法确信排除掉观测上的选择效应，则$\langle V/V_m \rangle$的结果可以用来验证被检测的天体是否具有演化效应。结果表明，对于类星体来说，这种演化效应是十分明显的，例如，著名的施密特和格林亮类星体巡天样品，求得$\langle V/V_m \rangle = 0.61$，其演化效应是十分显著的。

另一方面，如果确认排除掉演化效应，或者将演化效应考虑在内，还可以利用$\langle V/V_m \rangle$方法去修正样品的不完备性。一般来说，对于一组样品，可按视星等逐一地计算$\langle V/V_m \rangle$，当$\langle V/V_m \rangle$的值小于1/2时，可以追加一定的数目，使得$\langle V/V_m \rangle = 1/2$。例如，在星等$(m_i, m_{i+1})$区间内有$N_i$个天体被观测到，计算得

$$\langle V/V_m \rangle = \langle V/V_m \rangle_i \neq \frac{1}{2}$$

则应该追加 n_i 个天体，使得

$$\left[N_i\left\langle\frac{V}{V_m}\right\rangle_i + n_i\right]/(N_i + n_i) = \frac{1}{2} \tag{9.27}$$

则

$$n_i = N_i\left[1 - 2\left\langle\frac{V}{V_m}\right\rangle_i\right] \tag{9.28}$$

因此，(m_i, m_{i+1})范围内完备样品数应该是$(N_i + n_i)$，这样按星等逐一加上 n_i，追加后的总数便应该是完备样品数目了。

四、$\langle V/V_m\rangle$检验的推广

1980 年，阿尼(Avni)和巴考(Bahcall)将$\langle V/V_m\rangle$方法加以推广，应用到多天区的观测样本。也就是说，对于同一类天体，如果观测天区相邻或者有部分重叠，则可以综合在一起进行分析。例如，有两个天区 A 和 B，分别进行了巡天观测，所发现的天体数分别为 N_A 和 N_B。其最大红移分别为 $Z_m{}^A$ 和 $Z_m{}^B$。两个天区的重叠面积为 C，在这种情况下，我们可以取两个样品的最大的红移值作为共同的最大红移

$$Z_m = \max\{Z_m{}^A, Z_m{}^B\} \tag{9.29}$$

合并以后，天区 A 的面积可按减少的面积 A－C 来处理，相应的天体数目也减少为 $N_{A-C} = N_A - N_C$，并合在一起的结果便可以得出为

$$\left\langle\frac{V}{V_m}\right\rangle_{A-C,B} = \frac{N_{A-C}}{N_{A-C}+N_B}\left\langle\frac{V}{V_m}\right\rangle_{A-C} + \frac{N_B}{N_{A-C}+N_B}\left\langle\frac{V}{V_m}\right\rangle_B \tag{9.30}$$

推广后的方法原则上还可以应用到更多的天区。

§9.4 星系团的形态分类

星系的成团性可以和银河系中恒星的成团性相类比，有双星系，几个星系的星系群，普通星系团和数目巨大的超星系团。

星系团的系统研究始于 Palomar 巡天。在 Palomar 巡天观测的底片上，阿贝尔(Abell)进行了系统地寻找星系团的工作，于 1958 年发表了第一个星系团表，包括 1682 个星系团。后来，又与南天 ES01/SERC 巡天相结合，做进一步的更为仔细的目视搜寻，结果共发现了 4073 个星系团。所谓星系团，必须是指有

物理联系的成团。而在用巡天底片做目视寻找过程中，无法测量每个星系的红移距离。因此，确定是否是一个星系团，必须有一定的判据，阿贝尔的判据有3项：

（1）富度判据。以第3亮的星系为准，其视星等 m_3，星系团中至少要有50个星系。每个星系的亮度虽然暗于星系 m_3，但是，不能暗于2个星等，也就是必须其视星等 $m_g < m_3 + 2$。根据 Abell 的建议，富度等级分为5级，包含的星系数分别为

富度级	星系数	北天的星系团数
0	30～49	$>10^3$
1	50～79	1224
2	80～129	283
3	130～199	68
4	200～299	6
5	300～	1

（2）星系团的致密度。计数半径为 $1.5h^{-1}$ Mpc 内的星系数，其对应的角半径为1′.7。星系数目越多，致密度越高，红移值 Z 取第10个星系的值。

（3）星系团的距离。对于最近的星系团只能取 $Z=0.02$。这样的一个星系团已经覆盖了一张巡天底片的大小。对于最远的星系团，其最暗成员也只能测量到 $m_r=20$。因此，其第3亮星系不应暗于 $m_3=18.0$，相应的红移值为 $Z=0.2$。也就是说，按 Abell 分类，所有星系团的距离范围为 $Z\approx0.02\sim0.2$。

星系团的形态，大体分为规则的和不规则的。所谓规则星系团，是指在形态上呈对称型的圆形或准圆形分布，而不规则星系团是指没有明显的中心，以及对称型的边界，离我们最近的和最大的室女座星系团便是一个典型的不规则星系团。

如果按星系团中的成员分类，则可以分为：

（1）CD 星系团。CD 型星系是指在一些星系团中心发现的超大星系，属椭圆星系。这种星系可能是星系团中心，其恒星包层可以延伸达100 kpc。只有在致密型星系团（1个星系/Mpc^3）中，才能发现 CD 型星系，而且，部分 CD 星系，还表现出具有多重星系核。

在 CD 星系团中，各种类型星系的比例大约是 E∶S_0∶S＝3∶4∶2。也就是说，旋涡星系占的比例只有20%左右，星系的分布呈规则型地向中心密集。

(2) 富旋涡星系型。在这种星系团中，星系成员的比例为 E∶S_0∶S=1∶2∶3,旋涡星系成员达到了50%。星系的分布不规则，中心致密度很低。

(3) 贫旋涡星系型。其余的星系团可以统称为贫旋涡星系型，其成员比例为E∶S_0∶S=1∶2∶1。成员星系在星系团中的分布介于(1)和(2)之间。

对于CD型或规则星系团，星系的空间密度明显地向中心增加，而对于富旋涡星系型或不规则型星系团，向中心密集度很小，分布几乎是均匀的，贫旋涡星系型则介于两者之间。

星系成员分布也有明显的不同，对于CD型和贫旋涡星系型，旋涡星系大多分布在外围，中心部分主要是椭圆星系和 S_0 星系，而对于富旋涡星系型，各种类型星系的分布基本上是一致的。

如果用星系的视星等作为星系质量的量度，则发现对于CD型和贫旋涡星系型，亮星系即大质量的星系向中心聚集，小质量的星系则均匀分布，这种现象称为质量分离。对于富旋涡星系型，则没有发现这种现象。

上述形态分类和星系的分布对于研究星系团的动力学过程和演化是非常重要的。CD型星系团已经经过了弛豫(relax)过程，达到了动力学平衡态，而其他类型的星系团仍然处于弛豫过程中。

星系团的空间分布到目前为止研究得并不充分，原因是具有红移的星系团的数目有限。用2点相关函数检验Abell团，发现它们有很强的相关性。巴考(Bacall)曾得出

$$\varepsilon_{cc}(r) = \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-1.8} \tag{9.31}$$

其中 $r_0 = 26h^{-1}$Mpc。

有人做了星系团与星系团内的星系的交叉相关分析。星系只计数到 $m=19$ 和到星系团中心的距离不超过 $40h^{-1}$Mpc,结果得出

$$\xi_{gc} = \left(\frac{r}{r_1}\right)^{-2.5} + \left(\frac{r}{r_2}\right)^{-1.7} \tag{9.32}$$

其中 $r_1 = 7h^{-1}$Mpc, $r_2 = 12.5h^{-1}$Mpc。该结果的第一项表示的是星系团内星系之间的相关性，第二项表示的是星系团与星系之间的相关性。

对于规则星系团，其成员星系的分布可以用一种简单的等温型分布来表示

$$N(r) = N_0[f(r) - C] \tag{9.33}$$

其中 N_0 是星系的中心密度，$f(r)$ 即等温型分布函数，当 $r=0$ 时，$f(r)=1$。C 是一个常数，对应于星系团半径值 R_h 处的 f 值，即 $f(R_h)=C$,这时的星系密度 $N(R_h)=0$。对于一般的规则星系团，$R_h \approx 150 \sim 400$ kpc,如后发座(Coma)星系

团，其 $R_h = 220$ kpc。

另外一种分类方式是由鲍茨(Bautz)和摩根(Morgan)于 1970 年提出的，他们的分类主要依赖于是否在星系团中心具有主导的 CD 星系。

Ⅰ型：中心具有典型的 CD 星系，典型星系团 Abell 2199。

Ⅱ型：中心星系在 CD 型和巨椭圆形之间，典型星系团如 Coma。

Ⅲ型：没有中心主导星系。

由于分类的复杂性，也允许存在Ⅰ-Ⅱ型和Ⅱ-Ⅲ型。Bautz-Morgan 分类具有很大的实用性，星系团的许多物理特性和这种分类相关。

§9.5　星系团的物理特性

星系团的物理特性包括许多方面，我们从光学观测着手，分析其几项重要的物理特征。

一、星系团的光学观测特征

在星系团的形态分类中，我们已经讨论了各种类型的星系团。在星系团的光学观测中，首先遇到的一个问题是确定星系团的成员星系，如何把星系团中的场星系，即背景星系剔除掉，传统方法是根据星系团中星系的视位置和视星等。但这种方法并不十分有效，较准确的方法是测量星系团中每个成员星系的视向速度，即红移值，视向速度偏差大的认为是场星系。但是，由于成员星系本身具有一定的速度弥散度，个别成员星系也会有较大的视向速度偏离，因此单考虑视向速度偏离大仍难以判定就是场星系。近年来，许多人提出了综合的判定方法，首先是根据视向速度观测值，在此基础上，附加以位置和视星等分布的判据。关键问题是测定星系团中所有成员星系的红移值，这是一件十分艰难的任务，随着多光纤光谱仪的广泛使用，红移数据库的积累达到了几百个星系团。

对于大部分星系团，尤其是远距离的星系团，测光观测是主要手段之一。一是利用现有的巡天观测资料，如 Palomar 巡天，ESO 巡天等；二是进行专门的测光。星系团距中心 r 处的面光度可以表示为

$$\sum(r) = \frac{\sum(0)}{(1+r/r_0)^{\beta}} \tag{9.34}$$

其中 $\sum(0)$是星系团中心的面光度，r_0 是星系团核心部分的半径，β 系数表示面光度随半径的衰减率。

核心半径 r_0 的大小由中心星系面密度的平坦区域决定，并不是所有的星系团都有明显的 r_0 边界。例如，对于 Coma 星系团，$r_0=300$ Mpc，中心体密度约 0.008 $M_{\odot}pc^{-3}$，比星系的场密度高出 $10^5 \sim 10^6$ 倍。在星系团的核心区域，主要是椭圆形星系，几乎看不到旋涡星系。图 9.6 是一组 Abell 星系团面密度的测量结果，从图可以看出星系团的典型尺度(直径)大约在 2 Mpc。

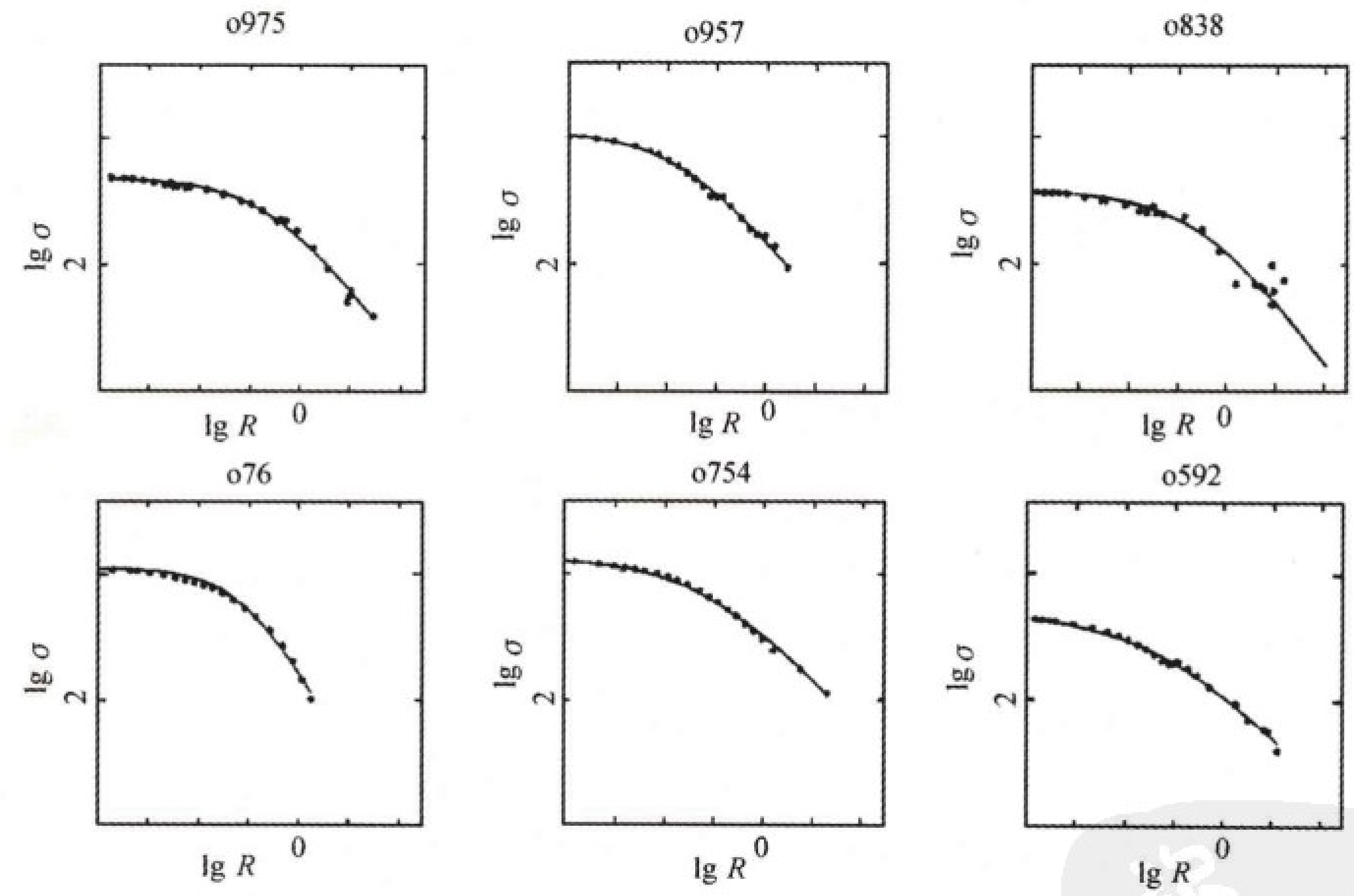


图 9.6　6 个星系团的面密度测量结果，纵坐标是面密度：星系数/Mpc^2 的对数，横坐标是从中心量度的半径(Mpc)，都是取对数值

由于各类星系团的物理特征相差很多，我们只能给出富星系团的平均特征参量，如表 9.1 所示。

表 9.1　富星系团的基本物理参量

物理参量	数　值
Abell 半径	3 Mpc
核心半径	150～500 kpc
星系际气体分布	200～700 kpc
射电晕	500～1000 kpc
光学光度	$5\times10^{12}\sim5\times10^{14}L_{\odot}$
X 射线光度	$10^{35.5}\sim10^{37.5}$ W
射电光度	$10^{22}\sim10^{26}$ W
中心星系密度	$10^{-4}\sim10^{-2}M_{\odot}\,\mathrm{pc}^{-3}$
中心星系气体密度	$10^{-4}\sim10^{-2}$ 原子/cm^3
星系际气体温度	$10^{7}\sim10^{8}$ K

二、星系团的质量和暗物质

星系团的质量可以直接从动力学的方法得出，最简单的方法是我们讨论星系的质量时曾给出的位力定理方法，该方法原用于热力学系统，1915 年爱丁顿首先将它应用于测定星团的质量。位力定理表示的是一个有边界的孤立质点系统在处于自引力状态下，其动能 T 和势能 U 的和应为

$$\frac{1}{2}\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}t^2}\sum_i m_i \boldsymbol{r}_i^2 = 2T + U \tag{9.35}$$

在动力学平衡状态下，上式的左边应为零

$$\frac{1}{2}\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}t^2}\sum_i m_i \boldsymbol{r}_i^2 = 0 \tag{9.36}$$

因此

$$2T+U=0 \tag{9.37}$$

这便是位力定理。如果把每个质点看作是一个星系，且不考虑星系际介质等的影响，则整个系统的动能应为

$$T = \frac{1}{2}\sum_i m_i \dot{\boldsymbol{r}}_i^2 \tag{9.38}$$

为简单计，如果认为每个星系的质量都是相同的，则

$$T = \frac{1}{2}\sum_i m_i \dot{\boldsymbol{r}}_i^2 = \frac{1}{2}M\sum_i \dot{\boldsymbol{r}}_i^2 = \frac{1}{2}M\langle V^2\rangle \tag{9.39}$$

M 是整个星系团的质量，$\langle V^2\rangle$是每个星系相对于系统中心的均方速度。实际测

量中，我们只能测定星系的视向速度 $V_{视}$，如果假设

$$\langle V^2 \rangle = 3\langle V_{视}^2 \rangle \tag{9.40}$$

则

$$T = \frac{3}{2}M\langle V_{视}^2 \rangle \tag{9.41}$$

另一方面，对于一个球对称体的势能，我们有

$$U = \frac{1}{2}\sum \frac{Gm_i m_j}{r_{ij}} \tag{9.42}$$

或者简化为

$$U = -\alpha \frac{GM^2}{R} \tag{9.43}$$

R 是整个星系团的半径，α 是一个接近于 1 的系数，因此，由位力定理给出

$$M = \frac{3R}{G}\langle V_{视}^2 \rangle \tag{9.44}$$

这样，我们只要测量出星系团中每个星系的视向速度，便可以得出整个星系团的质量 M。实际上，使用这种方法可测的星系团数量极少。Coma 星系团被认为是测量最准确的一个，其成员大约有 800 个。如果取 $R=16h^{-1}$ Mpc，得出 $M=1.79\times10^{15}h^{-1}M_\odot$，而中心部分小于 1 Mpc，质量却有 $6.1\times10^{14}h^{-1}M_\odot$，中心部分的质光比为 $350h^{-1}M_\odot/L_\odot$。

平均说来，星系团的质光比大体为 100～300，用质光比也可以测定星系团的质量，只要测出星系团的光度，按给定的质光比就可以得到质量，我们在测定星系的质量时已经对这种测量方法做过讨论。通过质光比给出的星系团的质量仍然远小于星系团的动力学质量，原因是在星系团中存在着大量的暗物质。

星系团中的暗物质有多种表现形式，除去弥散的气体和尘埃之外，还有一些看不见的暗物质天体。首先是在星系晕中的大质量的致密天体(massive compact halo object，缩写为 MACHO)，对于我们自己银河系内的 MACHO，已尝试进行探测，这是一项非常艰巨的观测任务，其方法是观测被 MACHO 天体造成的微引力透镜现象。具体的观测对象是监视离银河系最近的麦哲伦云星系内的大量恒星，寻找这些恒星有没有被引力透镜效应造成的光变。1992 年果然发现了一个典型的事例，由此得出 MACHO 的质量为 $0.03<M<0.5M_\odot$。根据估算，像银河系这样的旋涡星系，星系晕中有 50％是 MACHO，它们的平均质量为 $0.3\sim0.5\ M_\odot$。另一类暗物质天体是大量的棕矮星，这是恒星演化到晚期，由白矮星进一步演化而形成的。这类星体已经没有了内部核能源，仅靠剩余的热能维持辐射。棕矮星进一步演化成黑矮星，完全无法探测到。

作为暗物质天体还有大量的黑洞，有人估算星系团中黑洞的数密度，如果仅仅考虑大质量的黑洞（$M \approx 10^{10} \sim 10^{12} M_\odot$），所对应的宇宙物质密度会远远小于1，所以应该存在着大量的恒星量级的黑洞，一般是通过计算河外射电源的引力透镜数目来估算黑洞的数密度。此外，根据黑洞蒸发的霍金辐射定律，星系团中还应该存在着大量的微黑洞（mini-black hole），它们的质量下限应该是 10^{12} kg。

三、星系团中的 X 射线辐射

对于星系团来说，X 射线辐射占有重要的地位。星系团中的成员星系不一定是强 X 射线发射体，但是，由于星系团中存在着大量的热气体，使整个星系团往往发出非常强的 X 射线，成为星系团的一个重要的物理特性。

首先发现星系团 X 射线辐射是 1970 年上天的自由号（Uhuru）X 射线卫星，它发现了一批 X 射线星系团。也就是说，首先发现的是 X 射线源，再经过光学认证为星系团。继自由号卫星之后，X 射线的天文观测有了长足的进步。1978 年发射的爱因斯坦天文台（HEAO－2）在巡天观测（EMSS）的 837 个 X 射线源中，大部分是活动星系核和星系团。在星系团的观测中，最成功的是 1993 年由德国和美国联合发射的伦琴号卫星（ROSAT），其中的软 X 射线（0. 07～2. 4 keV）巡天观测（ROSAT All Sky Survey，缩写为 RASS）获得了 8 万多个 X 射线源。光学证认表明，其中有大量的源是星系团。新一代的 X 射线卫星 Chandra 已经上天，计划中的一批下一代 X 射线卫星也将陆续发射，这对于包括星系团在内的 X 射线探测必将取得大量新的成果。

星系团的 X 射线辐射来自星系团内的炽热气体。如果是光学厚的稠密气体，则服从黑体的热辐射定律，由黑体的普朗克辐射定律，不难得到辐射的峰值波长为

$$\lambda_m = 2.90 \times 10^7 / T \tag{9.45}$$

式中的 λ_m 以 Å 为单位，当气体的温度达到 $T = 10^7$ K 时，其峰值波长为 3Å 左右，刚好在 X 射线波段，其辐射流量则服从斯特藩—玻尔兹曼方程

$$F = \sigma T^4 \tag{9.46}$$

$\sigma = 5.67 \times 10^{-5}$ erg cm^{-1}K^{-4} 为斯特藩—玻尔兹曼常数。

对于光学薄的稀薄气体，这正是星系团的情况，应该是轫致辐射。等离子体中的电子与离子碰撞时，库仑力会使电子加速，产生辐射。当温度达到 10^7 K 以上时，同样产生 X 射线辐射，这时的发射系数可以写为

$$K_\nu = 6.8 \times 10^{-38} Z^2 N_e N_Z T^{-1/2} g(\nu, T) \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T}\right) \tag{9.47}$$

单位为 erg $cm^{-3}s^{-1}$。式中，N_e 和 N_Z 分别为等离子体中电子和离子的数密度，Z 为离子的电荷数，g 为量子效应改正的冈特因子

$$g(\nu, T) = \frac{\sqrt{3}}{\pi}\ln\left(\frac{k_B T}{h\nu}\right) \tag{9.48}$$

其平均值接近 1，有表可查。在 X 射线波段，其光子能量 $\varepsilon = h\nu \approx k_B T$。在光谱中出现截止，因此，单从谱的分布就可以定出气体的温度。

星系团中的气体，如果认为是处于球对称的热动平衡状态，则应该是气体压力和引力达到流体静力学平衡，即

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM(<r)\rho}{r^2} \tag{9.49}$$

其中 ρ 是气体的密度，在理想气体条件下，气体压力

$$P = \frac{\rho k_B T}{\mu m_H} \tag{9.50}$$

m_H 是氢原子的质量，μ 是平均分子量，将上式对 r 微分，代入式(9.49)，则得到

$$\frac{k_B}{\mu m_H}\left(\rho\frac{dT}{dr} + T\frac{d\rho}{dr}\right) = -\frac{GM}{r^2} \tag{9.51}$$

整理得

$$M(<r) = -\frac{k_B T r^2}{G\mu m_H}\left[\frac{d(\lg\rho)}{dr} + \frac{d(\lg T)}{dr}\right] \tag{9.52}$$

因此，星系团内质量分布取决于团内气体密度和温度随半径 r 的变化。通过 X 射线强度分布，便可以决定团内温度和气体密度的分布，从而可以确定质量，这也是决定星系团质量的一种方法。

爱因斯坦卫星和 ROSAT 观测了大量的星系团的 X 射线强度分布，图 9.7 是室女星系团的 X 射线等强度线分布(a)和对应的星系数密度的等密度分布(b)。可以看出，X 射线温度的分布和星系数密度的分布非常一致，著名黑洞星系 M87 处在 X 射线辐射最强的区域。

X 射线观测发现星系团中存在着所谓"冷流"现象。在星系团中心物质密集的区域，观测到 X 射线的温度反而降低了，这是由于高度致密的气体在长时间演化过程中通过碰撞冷却下来，使其温度反而低于周围区域的温度，在相当多的星系团中观测到这种冷流现象。

星系团的 X 射线辐射流量一般都很强，达到 $10^{43} \sim 10^{45}$ erg s^{-1}，仅次于一些强 AGN 的 X 射线体。其分布为展源，与星系的分布一致，从谱型可以判定属于轫致辐射，流量不随时间变化。

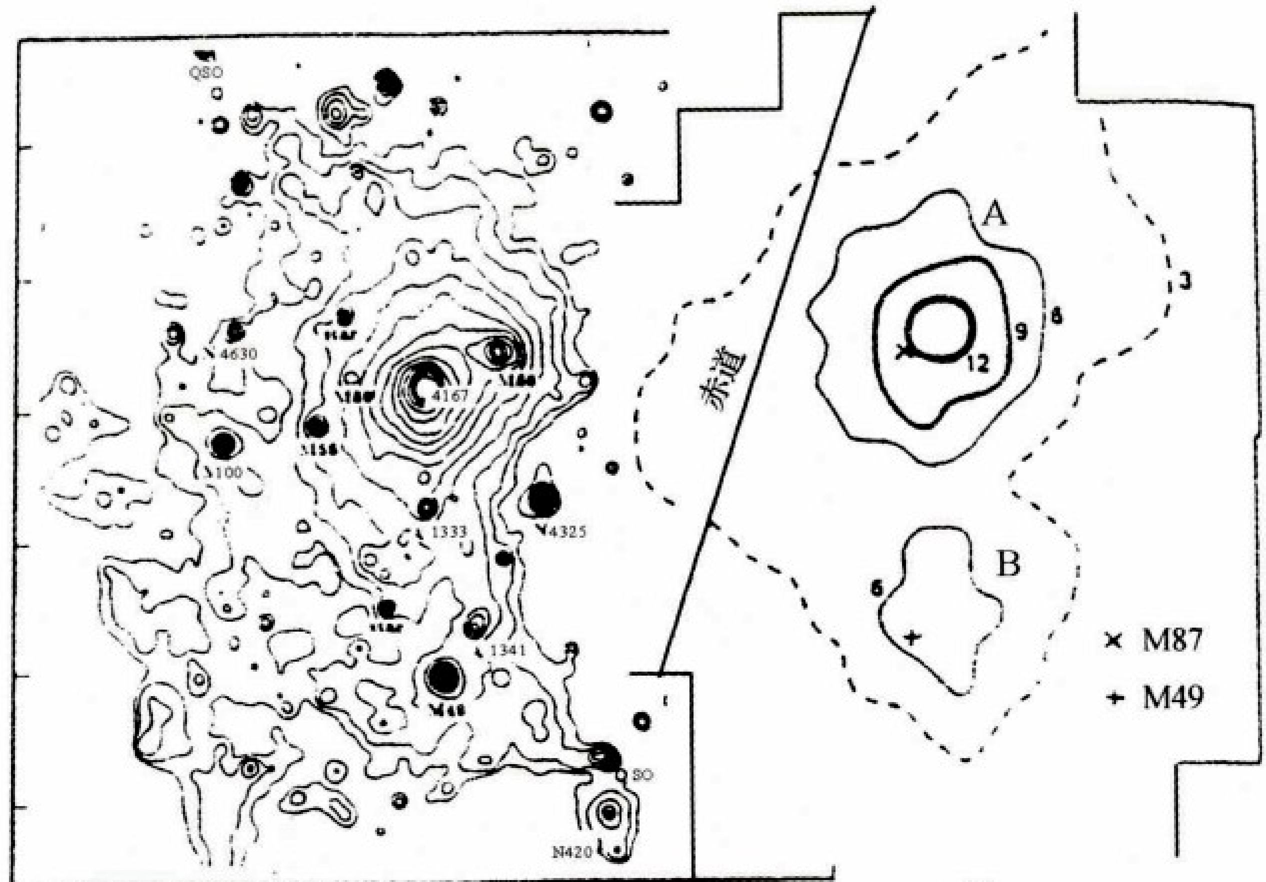


图 9.7　室女团的 ROSAT 的 X 射线等强度线。(a)一些著名的星系或类星体标在上面;(b)是同样尺度下的星系数密度分布

四、星系团的引力透镜效应

在第八章中我们曾讨论过引力透镜原理和产生的结果。对于星系团,我们可以把整个团看作是一个单一的天体来处理。在这种情况下,它和单天体引力透镜的处理方法是完全一致的,仍然沿用图 8.21 和相关的公式,由偏折角 φ 的基本公式(8.46),得到

$$\varphi = \frac{4GM}{r_0 c^2} \tag{9.53}$$

这里的透镜体质量可以理解为小于 r_0 的整个星系团的质量。为简单计,在小角度的情况下,我们按图 8.22 的几何关系给出 θ:

$$\theta = \varphi\left(\frac{d_s - d_L}{d_L}\right) \tag{9.54}$$

将式(9.53)代入上式,注意到 $r_0 = \theta d_L$ 得

$$\theta^2 = \frac{4GM}{c^2}\left(\frac{d_s - d_L}{d_s d_L}\right) \tag{9.55}$$

或

$$\theta = \left(\frac{4GM}{c^2}\right)^{1/2} \frac{1}{d^{1/2}} \tag{9.56}$$

其中

$$d = \frac{d_s d_L}{d_s - d_L} \tag{9.57}$$

式(9.56)可以用角秒单位来表示：

$$\theta = 3 \times 10^{-6} \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{1/2} \frac{1}{d^{1/2}} \tag{9.58}$$

上式中 d 的单位是 Gpc。因此，对于一个质量是 $M = 10^{15} M_{\odot}$ 的星系团，它所产生的背景天体与透镜体的分开角度可以达到几十角秒。需要特别指出的是，由于星系团是一个有视面天体，由它引起的引力透镜效应主要是形成引力光弧，第一个引力光弧是 1987 年由苏沙尔(Soucail)等人观测到的。图 9.8 是由星系团 Abell 2281 形成的多组引力光弧，十分壮观。

对于星系团，如果认为它是一个等温的热平衡系统，每个星系沿视线方向的速度弥散为 $V_{视}$，则在 r_0 内的星系的总质量可以表示为

$$M_{(<r_0)} = \frac{\pi \langle V_{视}^2 \rangle r_0}{G} \tag{9.59}$$

其中，$\langle V_{视}^2 \rangle$是 r_0 内的所有星系的均方速度平均值，这样由式(9.53)便可以给出

$$\varphi = \frac{4GM_{(<r_0)}}{r_0 c^2} = \frac{4\pi \langle V_{视}^2 \rangle}{c^2} \tag{9.60}$$

因此，相应的光弧的张角由式(9.54)给出为

$$\theta = \frac{4\pi \langle V_{视}^2 \rangle}{c^2} \frac{d_s - d_L}{d_s} \tag{9.61}$$

类似地按角秒给出一个数值表达

$$\theta = 28.8 \langle V_{3视}^2 \rangle \frac{d_s - d_L}{d_s} \tag{9.62}$$

其中 $V_{3视}$表示以 10^3 km s^{-1}为单位的径向弥散值。

利用上式，测量光弧的张角，可以确定星系团的质量，这与通过 X 射线观测确定的星系团的质量是一致的。实际的光弧的形状取决于背景天体和引力透镜体的相对位置，因此会出现各种花样。详细测量它们的位置，还可以确定星系团内引力势的分布。

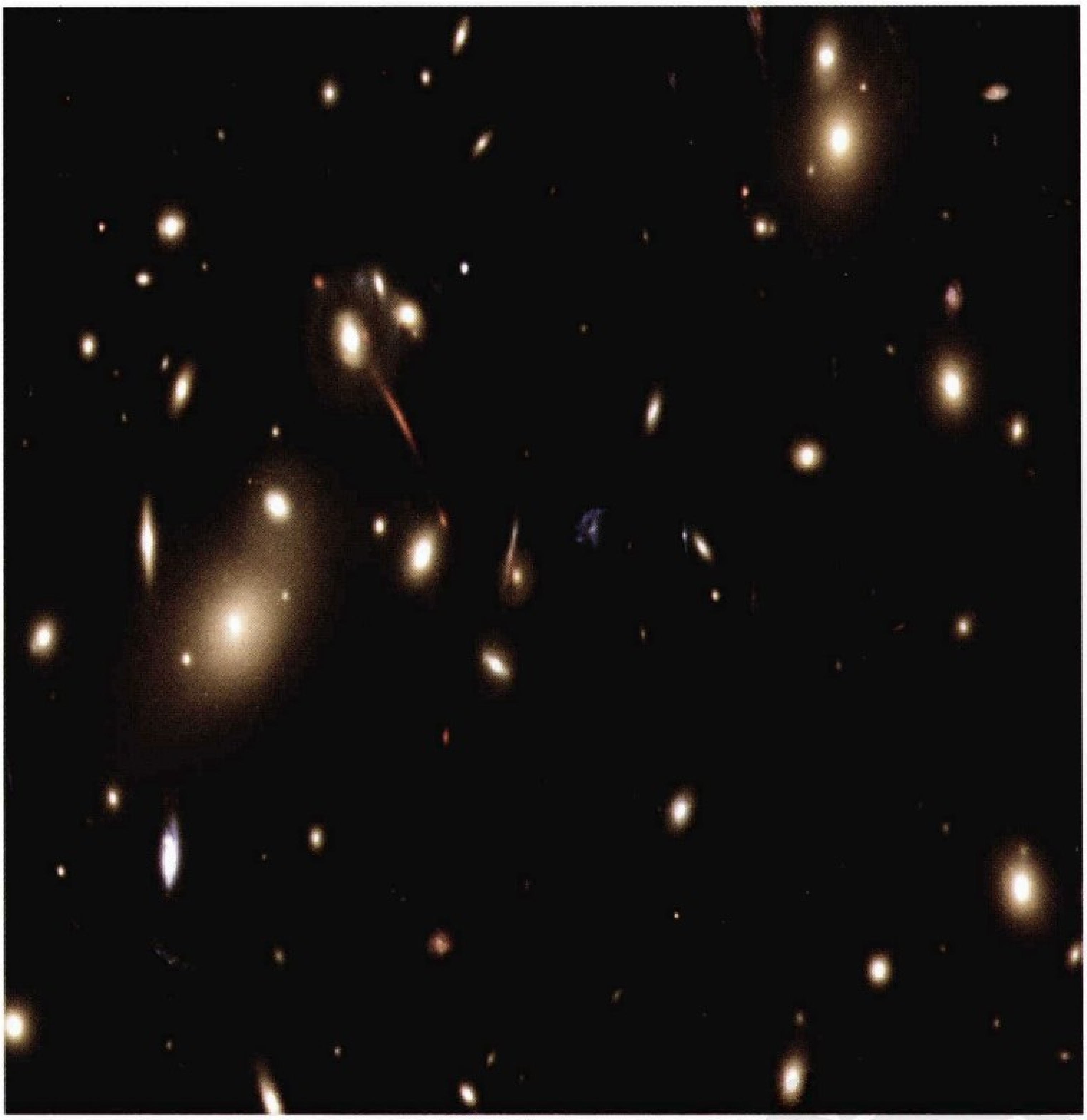


图 9.8　由星系团形成的引力光弧,被称为爱因斯坦弧

§9.6 从本星系群到超星系团

星系的成团尺度和由星系组成的团的成员数目跨越的幅度很大，最小的是星系群，一个星系群的数目可以是几个到几十个。典型的星系群定义，成员数不超过 50 个，总质量不超过 $2\times10^{13}M_{\odot}$，星系群之上是星系团，前面已经对星系团做过详细的讨论。星系团和星系团还可以组成更大规模的超星系团。

最典型的星系群是由银河系及其周围星系组成的本星系群。本星系群是一个松散的星系团组，成员大约 30 个，尺度以银河系为中心 1 Mpc 的范围。成员中突出的是 3 个旋涡星系：银河系，M31（仙女座大星云）和 M33。哈勃就是在 M31 中发现了造父变星才使人类走出了银河系。M31 在天空覆盖 2.°5，是月亮直径的 5 倍。晴朗的夜晚，肉眼可以看到。与银河系距离最近的亮星系是大麦哲伦云和小麦哲伦云，这是两个不规则星系，本星系群共有 13 个不规则星系。射电观测表明，有一股中性氢的气流，从两个麦哲伦云一直向银河系延伸，称为麦哲伦云流，它是由银河系的潮汐力形成的。靠近银河系还有 9 个矮椭圆星系，整个本星系群内没有高光度的椭圆星系，图 9.9 是本星系群的位置和距离的分布。在本星系群中，M31 的结构与银河系十分相似，它是河外星系中唯一朝向

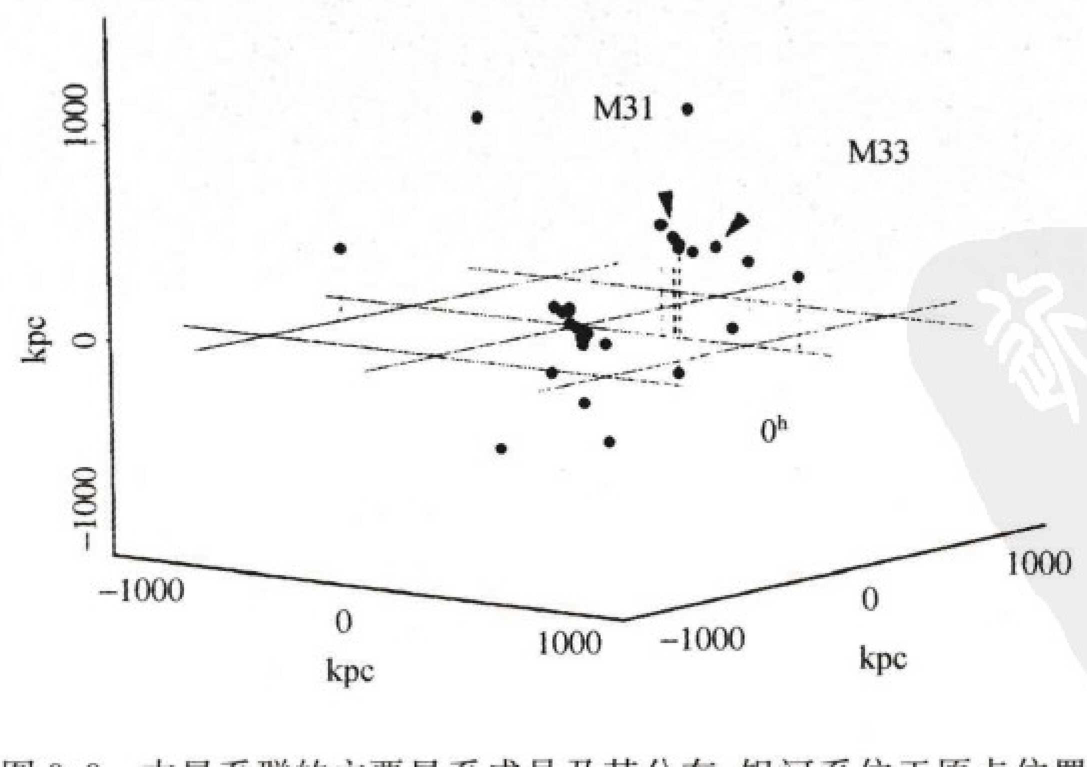


图 9.9　本星系群的主要星系成员及其分布，银河系位于原点位置，平面为银道面，0^h 即赤经的起点



图 9.10　室女座星系团的中心部分，图中的两个高光度巨椭圆星系是 M84(右)和 M86(中)

银河系运动的天体，其相对银河系的速度为 $V=119\ \mathrm{km/s}$。M31 和银河系可能是一对相互绕转的双星系。如果是这样的话，根据开普勒定律可以估计出两个星系的总质量，结果为 $M=4.8\times10^{12}M_{\odot}$。而银河系的总光度大约为 $L=2.3\times10^{10}L_{\odot}$，M31 比银河系亮一倍，因此，这两个星系之和的质光比为 $M/L\approx50$。也就是说，这两个星系的总质量绝大部分是处于暗物质状态，可见部分仅仅占总质量的 6%左右。

靠近本星系群，大约还有 20 个小的星系群，每个群的成员数目从几个到几十个，都属于松散的团组。

离银河系最近的星系团是室女座(Virgo)星系团。早在 18 世纪，威廉·赫歇尔就注意到了室女座星系团的存在。室女团的距离大约 16 Mpc，这是一个相当巨大的星系团，在室女座方向覆盖天空 $10°\times10°$，成员超过 2000 个，直径 3 Mpc，室女团的成员包括了所有的星系类型。椭圆星系有 205 个，占 19%，4 个最高光度的星系都是巨椭圆星系，其中，最著名和最亮的是 M87，它是一个 E1 型的椭圆星系。根据我们在上一节星系团的 X 射线辐射讨论过的流体静力学平衡，重新引用式(9.52)

$$M_r=-\frac{k_{\mathrm{B}}Tr^2}{G\mu m_{\mathrm{H}}}\left[\frac{\mathrm{d}(\lg\rho)}{\mathrm{d}r}+\frac{\mathrm{d}(\lg T)}{\mathrm{d}r}\right] \tag{9.63}$$

通过 X 射线观测可以给出上式中右面的物理量，因此，我们可以得到 M87 各层的质量。结果表明，在 $r=300$ kpc 内，$M_r=3\times10^{13}M_\odot$，中心密度高达$1.5\times10^{12}$ $M_\odot\,\mathrm{pc}^{-3}$，质光比达到 $M/L=750M_\odot/L_\odot$，这些数据表明，M87 中 99%的物质是暗物质，而星系的中心，很可能存在着一个黑洞。

室女座星系团由于离银河系最近，成为星系团研究中最重要的场所，它对于研究各类成员及其分布，星系团的引力透镜效应，类星体与星系的成协，星系团中的暗物质，测定哈勃常数等都扮演了重要的角色。

另一个离我们最近的星系团是后发座(Coma)星系团。后发团与室女团相比距离远了 5 倍以上，达 90 Mpc，成员星系 10000 个左右，天空覆盖达 4°。在后发团的成员中，椭圆星系和 S_0 型星系占绝大多数，属于富星系团，但属于晚期型富团。在 1000 个左右的亮星系中，仅有 15%属于旋涡星系和不规则星系。后发团中的许多暗弱的矮星系，实际上很难观测到，图 9.11 是后发团的中心部分。

星系团中的星系类型的差别可能代表着星系团的演化过程。在早期星系团中，存在着更多的旋涡星系，在之后的长期演化过程中，由于星系之间的相互作用，包括相互吸引，并合以及潮汐力的影响，使旋涡星系中的气体成分减少，逐渐演化成 S_0 型或椭圆星系，因此，在晚型星系团中椭圆星系的数目明显增多。



图 9.11　后发座星系团的中心部分，视场宽度大约为 18′

星系团和星系团可以组成超星系团，最近的超星系团是本超星系团。本超星系团包括本星系群和室女座星系团，中心位于室女座星系团，它像一个扁平的盘状，从室女团向双向共延伸 20 Mpc，我们的银河系刚好位于本超星系团的边缘。图9.12 是以银河系为中心分布的 2175 个星系，中心的右侧便是本超星系团。著名的超星系团还有位于南天的英仙—双鱼超团，尺度 50 Mpc。位于北天的长蛇—半人马超团，尺度 30 Mpc，与南天的超团正好相对。星系团之外没有发现有任何气体存在，如何判断星系团之间有物理联系，目前主要是通过分布上的成团性来确定，因此，比较确定的只有这 3 个超星系团。

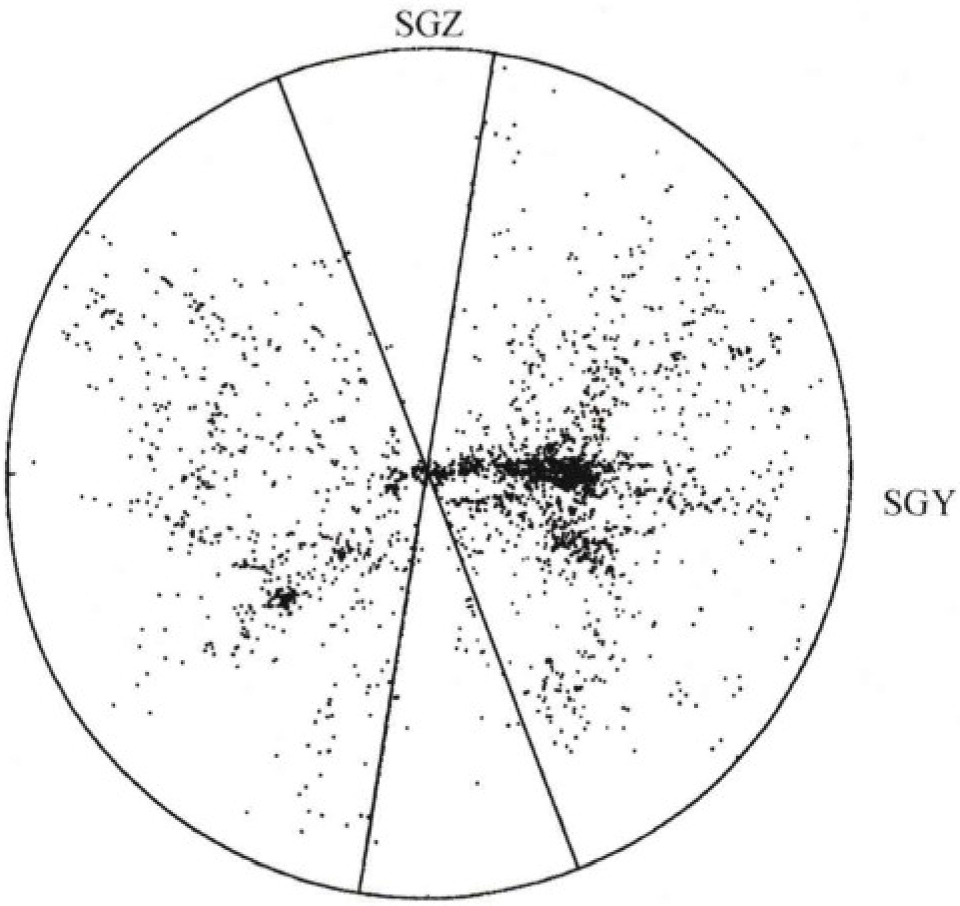


图 9.12　2175 个河外星系的分布。本超星系团的位置从银河系中心向右延伸 20 Mpc。银河系位于图的中心，实线限定的空白区是银道面，由于消光无法观测到河外星系

1958 年，沃古利尔发现本星系群相对于室女团的运动速度偏离哈勃流，即偏离按哈勃定律给出的宇宙膨胀速度。如我们在第二章所讨论的式(2.39)，

$$V_p = V_r - V_H \tag{9.64}$$

对于我们的本星系群，相对于室女团的运动速度 $V_p = 168 \pm 50$ km/s，这一速度被称为室女团向心特殊速度。事实上，本星系群相对于室女团中心的这一特殊运动速度可能是更大规模的不均匀运动的局部现象。观测表明，我们的银河系，连同整个室女团，以及临近的星系，正在朝半人马座方向运动，运动速度大约

600 km/s。这是一条像大河似的运动流。美国天文学家德莱斯勒(Dressler)和法贝尔(Faber)认为,它是一个巨引力体(great attractor,缩写为 GA),在天空中横跨大约 60°的天区,星系团之间彼此吸引。根据他们的计算,GA 和本超星系团位于同一平面,仍然是朝半人马座方向运动。按银道坐标的方向是 $l=309°$,$b=18°$,整个巨引力体的质量为 $M_{巨}=3\times10^{16}M_{\odot}$,而包含的星系数目只有大约 7500 个。星系的质量仅占总质量的 10%,可见 90%的质量都是暗物质,图 9.13 是他们绘制的巨引力体中视向速度分布图。左图是巨引力体中的 E 型和 S 型星系,其视向速度测量比较准确,图中的虚斜线代表的是哈勃流,点线是拟合的观测曲线,明显地存在着"回流"速度,表明有引力体存在;右图是附近场星系的速度分布,拟合出的分布曲线完全符合哈勃流。

这种巨引力体是否真的存在,如何构造其物理模型,有待进一步的探讨。从观测角度需要寻找更多的事例去验证。

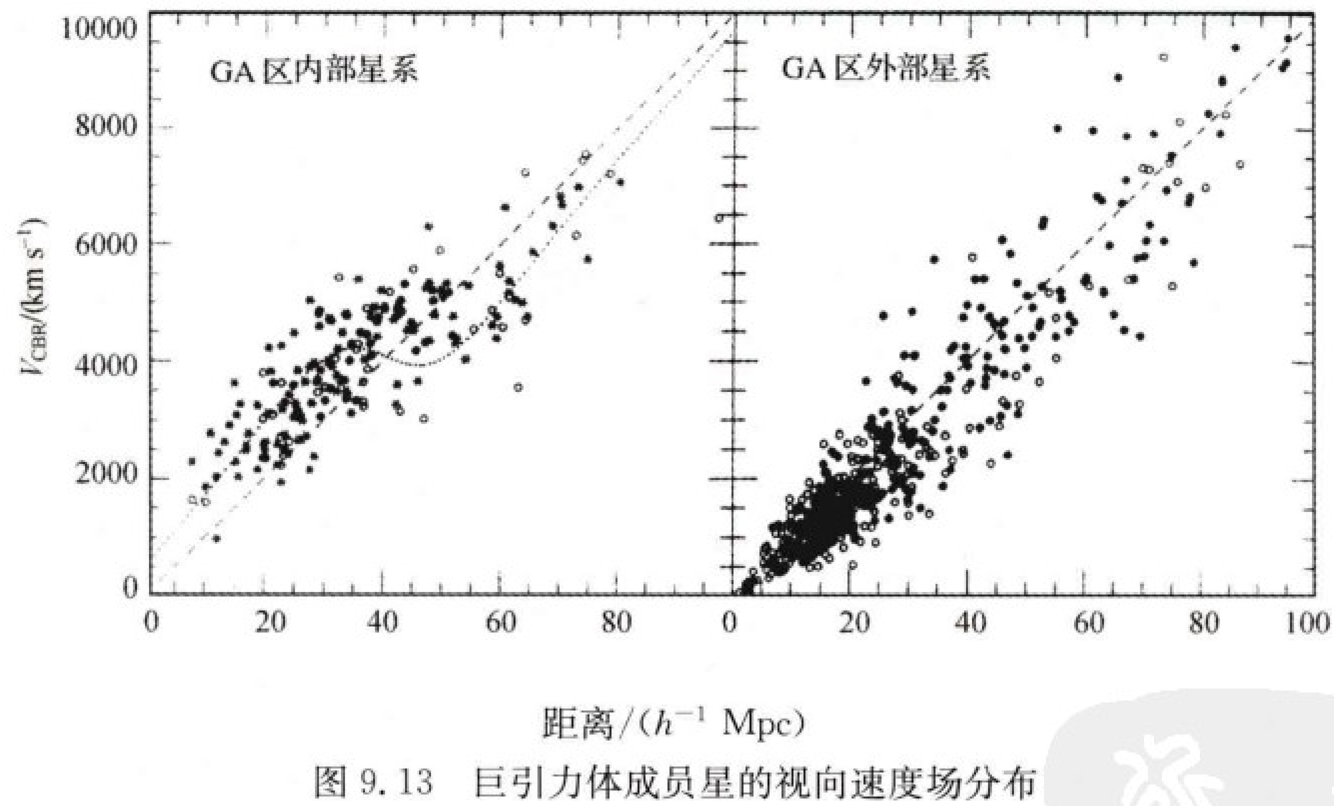


图 9.13 巨引力体成员星的视向速度场分布

参考文献

第一章

宣焕灿. 天文学史. 北京：高等教育出版社，1992

崔振华，陈丹. 世界天文学史. 长春：吉林教育出版社，1993

陈遵妫. 中国天文学史，上海：上海人民出版社，1980

哥白尼. 天体运行论. 李启斌译. 北京：科学出版社，1973

第二章

Spergel, D. N. et al. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters. ApJS., 2003. 148:175

Freedman, W. L. et al. Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant. ApJ. 2001. 553:47

Tonry, J. L. et al. The SBF Survey of Galaxy Distances. IV. SBF Magnitudes, Colors, and Distances. ApJ. 2001. 546:681

Mould, J. R. et al. The Hubble Space Telescope Key Project on the Extragalactic Distance Scale. XXVIII. Combining the Constraints on the Hubble Constant. ApJ. 2000. 529:786

Hubble, E. The first demonstration of a linear velocity-distance law, from redshifts and distance indicators for 18 galaxies within 2 Mpc. Proc. Natl. Acad. Sci., 1929. 15: 168

Hubble, E. and Humason, M. L. Distance scale derived with $H_0 = 558 \pm 60$ km^{-1} Mpc^{-1}, which would lead to a conflict with the age of the Earth (known to be of order 109 years by the turn of the century). ApJ., 1931. 74: 43

Freedman, W. L. et al. First salvo from the HST Key Project team on the distance scale to the Virgo cluster as measured by Cepheids. Nature, 1994. 371: 757

Roberts, D. H. et al. Novel and promising technique of using the time delay in the light variations of a gravitationally lensed quasar as a direct method for measuring H_0. Nature, 1991. 352: 43

Schmidt, B. P. et al. Recent application of the expanding photosphere technique to measure the distances to Type Ⅱ supernovae. ApJ., 1994. 432: 42

van den Bergh, S. Another review showing the concordance of distance estimates closer than 3 Mpc, and discussing the difference between "local" and "global" estimates of H_0. PASP., 1992. 104: 861

Koryani and Strauss. Testing the Hubble law with the IRAS 1. 2 Jy redshift survey. ApJ., 1997. 477: 36

Giovanelli. The Tully-Fisher relation and H_0. ApJ., 1997. 477: L1

Trimble. H_0: the incredible shrinking constant. 1925~1975. PASP., 1996. 198: 1073

He, X. T. et al. Scale of Cosmic Distance and Hubble Constant. J. of Beijing Normal University, 1988. 3:60

第三章

Spergel, D. N. et al. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters. ApJS., 2003. 148:175

Tegmark, M. et al. Cosmological parameters from SDSS and WMAP. Physical Review D, 2004. 69:103501

de Bernardis, P. et al. A flat Universe from high-resolution maps of the cosmic microwave background radiation. Nature. 2000. 404:955

Khoury, J. et al. Ekpyrotic universe: Colliding branes and the origin of the hot big bang. Physical Review D. 2001, 64:123522

Gamow, G. Prescient paper predicting the existence of a uniform and diffuse relic radiation field from the Hot Big Bang. Phys. Rev., 1946. 70: 572

Bondi, H. and Gold, T., Hoyle, F. Formulation of the Perfect Cosmological Principle, which lead to the Steady State theory of the universe. MNRAS., 1948. 108: 252; MNRAS. 1948. 108: 372

Mattig, W. First closed solutions of the Freidmann equation for R in terms of any value of the curvature kc^2/R^2, in German. Astron. Nachr., 1958. 284: 109

Arp, H. et al. Presentation of concerns with the "standard" hot big bang model, and a summary of alternative models. Nature, 1990. 346: 807

Peebles, P. J. E., Schramm, D., Turner, E. and Kron, R. Good summary of the case for the relativistic hot big bang cosmology. Partially a response to the issues raised by Arp et al. Nature, 1991. 352: 769

Sandage, A. and Perelmuter, J.-M. An important first step in detecting the $(1+Z)^4$ signature of cosmological expansion on surface brightness of galaxies. ApJ., 1991. 370: 455

A. Sandage. Observational test of world models Annual review of Astronomy and Astro-

physics 1988. 26：561

Oscoz et al. Time delay of QSO 0957+561 and coamological implication. ApJ. ,1997. 479：L89

Krauss. Old galaxies at high redshift and the cosmological constant. ApJ. , 1997. 480：466

Im et al. A measurement of the cosmological constant using elliptical galaxies as strong gravitational lenses. ApJ. ,1997. 475：457

第四章

Perlmutter, S. et al. Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae. ApJ. 1999. 517：565

Astier, P. et al. The Supernova Legacy Survey：measurement of OmegaM, Omega-Lambda and w from the first year data set. A&A. 2006. 447：31

Pen, Ue-Li et al. Detection of Dark Matter Skewness in the VIRMOS-DESCART Survey：Implications for Omega0. ApJ. 2003. 592：664

Eke, V. R. Measuring Omega_0 using cluster evolution. MNRAS. 1998. 298：1145

Carr, B. J. Summary of the evidence for baryonic dark matter, and careful evaluation of the likely candidates. Excellent and extensive references. Ann. Rev. Ast. Ap. ,1994. 32：531

Copi, C. J. , Schramm, D. N. and Turner, M. S. Statement of the current case for both baryonic dark matter and nonbaryonic dark matter. Science, 1995. 267：192

Coles, P. and Ellis, G. 20 years after Gott, and with the inflation model heavily favored by theorists, the case is made again that $\Omega_0 < 1$. Nature, 1994. 370：609

Persic, M. and Salucci, P. Reexamination of the measurement of Ω_0 from visible matter, showing that it gives only 0. 3% of the critical density, well below the lower bound on baryon creation from Big Bang nucleosynthesis. MNRAS. , 1992. 258：14P

Carroll, S. M. et al. Discussion of the cosmological constant, Λ, Ann. Rev. Ast. ApJ. , 1992. 30：499

Walker, T. P. et al. Review of the main results of Big Bang nucleosynthesis, in the light of the COBE results, and improved measurements of cosmic lithium, deuterium and helium abundances. ApJ. ,1991. 376：51

Nolthenius et al. Galaxy groups, CDM/CHDM cosmologies, and the value of Ω_0. ApJ. , 1997. 480：43

Oukbir and Blanchard. Estimating Ω_0 from galaxy redshifts：linear flow distribution and nonlinear clustering. A&A, 1997. 317：1

Schneider. Detection of dark matter concentrations via weak gravitational lensing. MNRAS. , 1996. 238：837

Grabutti et al. 1996. Light neutralions as dark in the unconstrained minimal supersymmetric standard model. Ap. J. ,6: 1

Smail et al. A comparison of direct and indirect mass estimates for distant clusters of galaxies. ApJ. ,1997. 479: 70

Gerhard and Silk. Baryonic dark halos: a cold gas component?. ApJ. ,1996. 472: 34

第五章

Gunn, J. E. and Oke, J. B. A strenuous attempt to measure q_0 from first-ranked cluster galaxies, with a good discussion of corrections and selection effects. ApJ. , 1975. 195: 255

Shanks, T. et al. Observational Tests of Inflation, recent Conference with good summaries of the high redshift tests of curvature and deceleration. Kluwer Academic Publishers, 1991.

Spinrad, H. and Djorgovski, S. IAU Symposium No. 124 Observational Cosmology, D. Reidel-optical and infrared Hubble diagrams using radio galaxies to probe $Z > 1$, with an optimistic view of the progress towards q_0 ,1987.

第六章

Spergel, D. N. et al. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters. ApJS. , 2003. 148: 175

Bennett, C. L. et al. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Preliminary Maps and Basic Results. ApJS. 2003. 148:1

Hu, Wayne and Dodelson, Scott. Cosmic Microwave Background Anisotropies. Annual Review of Astronomy and Astrophysics. 2002. 40: 171

Hauser, M. G. and Dwek, E. The Cosmic Infrared Background: Measurements and Implications. Annual Review of Astronomy and Astrophysics. 2001. 39: 249

Halverson, N. W. et al. Degree Angular Scale Interferometer First Results: A Measurement of the Cosmic Microwave Background Angular Power Spectrum. ApJ. 2002. 568: 38

Penzias, A. A. and Wilson, R. W. Discovery of the uniform 3K microwave background, a stunning confirmation of the Hot Big Bang model. ApJ. , 1965. 142: 419

Dicke, R. H. et al. Published with the Penzias/Wilson paper, this group had been pursuing their independent prediction of the relic radiation. ApJ. , 1965. 142: 414

Mather, J. C. et al. First results from COBE on the spectrum of the microwave background radiation between 1cm and 0. 5mm. The spectrum is blackbody with a temperature of 2.735 ± 0.06 K, and an upper limit on quadrupole, monochromatic and Gaussian fluctuations of $\Delta T/T \leqslant 4 \times 10^{-5}$. ApJ. Lett. , 1990. 354: L37

Bunn and Martin. The 4 year COBE normalization and large-scale structure. ApJ. ,1997.

480：6

Navarro and Steinmetz. The effects of a photoionizing ultraviolet background on the formation of disk galaxies. ApJ.，1997. 478：13

第七章

Kauffmann，G. and Haehnelt，M. A unified model for the evolution of galaxies and quasars. MNRAS. 2000. 311:576

Somerville，R. S. et al. The nature of high-redshift galaxies. MNRAS. 2001. 320:504

Peebles. The primeval mass fluctuation spectrum and the distribution of the nearly galaxies. ApJ.，1996. 473：57

Norman and Spaans. Molecules at high redshift：the evolution of the cool phase of protogalactic disks. ApJ.，1997. 480：145

Miralde-Escude and Rees. High-redshift supernovae and the metal-poor halo stars：signatures of the first generation of galaxies. ApJ.，1997. 478：L57

Madau et al. High-redshift galaxies in the Hubble deep field：colour selection and star formation history to $Z\sim4$. MNRAS.，1996. 283：1388

第八章

Elvis，M. A Structure for Quasars. ApJ. 2000. 545:63

Fan，Xiaohui et al. Survey of $Z>5.7$ Quasars in the Sloan Digital Sky Survey. Ⅱ. Discovery of Three Additional Quasars at $Z>6$. AJ. 2003. 125:1649

Vanden Berk，D. E. et al. Composite Quasar Spectra from the Sloan Digital Sky Survey. AJ. 2001. 122:549

Schneider，D. P. et al. The Sloan Digital Sky Survey Quasar Catalog. Ⅲ. Third Data Release. AJ. 2005. 130:367

Kauffmann，G. et al. The host galaxies of active galactic nuclei. MNRAS. 2003. 346：1055

Boyle，B. J. et al. The 2df QSO Redshift Survey-Ⅰ. The optical luminosity function of quasi-stellar objects. MNRAS. 2000. 317:1014

Rauch，M. The Lyman Alpha Forest in the Spectra of QSOs. ARA&A. 1998. 36:267

Loeb，A. and Barkana，R. The Reionization of the Universe by the First Stars and Quasars. ARA&A. 2001. 39:19

Fath，E. A. First observation of strong emission lines in galaxy nuclei. Lick. Obs. Bull.，1908. 5：71

Curtis，H. D. First observation of an optical jet in a galaxy. Pub. Lick. Obs.，1918. 13：31

Slipher, V. M. First Observation of Seyfert broad line region in NGC 1068. Lowell. Obs. Bull., 1918. 3: 59

Seyfert, C. K. The first systematic study of galaxies with strong emission lines and stellar nuclei. ApJ., 1943. 95: 28

Baade, W. and Minkowski, R. First study of a powerful radio galaxy, Cygnus A. ApJ., 1954. 119: 206

Hazard, C., Mackey, M. B. and Shimmins, AJ. Lunar occultation of 3C 273, leading to optical identification of the first quasar. Nature, 1963. 197: 1037

Schmidt, M. First identification of nebular lines in a quasar spectrum, 3C 273 at $Z = 0.158$. Nature, 1963. 197: 1040

Greenstein, J. L. and Matthews, T. A. Identification of 3C 48 at $Z = 0.367$. Nature, 1963. 197: 1041

Sandage, A. Recognition that some blue stellar objects or "interlopers" may be quasars, and that many quasars might not be radio loud. ApJ., 1965. 141: 1560

Zwicky, F. A number of AGN discovered in surveys of compact galaxies, including the first BL Lac object, not BL Lac but I Zw 87. ApJ., 1966. 143: 292

Markarian, B. E. Beginning of a large survey of galaxies with the continua, a fruitful source of Seyfert galaxies. Astrofizika, 1967. 3: 55

Greenstein, J. L. and Oke, J. B. Report of accidental discovery of first QSO back in 1960, in survey of White dwarf. Pub. Astr. Soc. Pac., 1970. 82: 898

Kochanek, C. S. and Hewitt, J. N. eds. Astrophysical Applications of Gravitational Lensing, Kluwer Academic Publishers, 1996.

Weedman, D. W. Quasar Astronomy, highly readable account of quasar research. Cambridge University Press, 1986.

Brinkmann, W., Yuan, W. and Seibert, J. Properties of 654 radio quasars as seen at X-ray frequencies by the ROSAT survey. Ast. Ap., 1997. 319: 413

Gregory, P. C., Scott, W. K., Douglas, K. and Condon, J. J. The GB6 Catalog, 54, 579 radio sources stronger than 25 mJy selected at 4.85 GHz, made with the NRAO 91m Telescope. ApJ. Supp., 1996. 103: 427

Hewett, P. C. et al. Last of six papers listing the Large Bright Quasar Survey, 1054 quasars that form the largest and most complete sample available. AJ., 1995. 109: 1498

Schmidt, M. and Green, R. F. 114 quasars brighter than $B = 16.2$ from the classic Palomar BQS (Bright Quasar Survey), the largest sample of bright quasars, all selected by ultraviolet excess. ApJ., 1983. 269: 352

White, R. L., Becker, R. H., Helfand, D. J. and Gregg, M. D. A catalog of 139,000 radio sources selected at 1.4 GHz down to 1—2 mJy from the first 1550 deg^2 of the FIRST

survey. 1997.

Antonucci, R. J. J. Unified Models for Active Galactic Nuclei and Quasars. Ann. Rev. Ast. Ap., 1993. 31: 473

Urry, C. M. and Padovani, P. Summary of status of so-called "Grand Unified Theories" (GUTs) of radio-loud AGN. Pub. Ast. Soc. Pac., 1995. 107: 803

Bahcall, J. N. et al. HST Key Project results on the incidence of Lyman-alpha absorbers. ApJ., 1996. 457: 19

Blades, J. C., Turnshek, D. A. and Norman, C. A. QSO Absorption Lines: Probing the Universe-comprehensive review of this fast. Cambridge University Press, 1988.

Miralda-Escude, J. et al. Excellent review of the physical properties of hydrogen absorbers, as indicated by simulations with gas dynamics. ApJ., 1996. 471: 582

Walsh, D., Carswell, R. F. and Weymann, R. J. Discovery of the first lensed quasar, 0957+561. Nature, 1979. 279: 381

He, X. T. et al. A Search for Quasar in the Virgo Cluster Region. MNRAS. 1984. 211: 443

He, X. T. R, Green. et al. The Multiwavelength Quasar Survey. AJ., 2001. 121:1863

第九章

Jenkins, A. et al. Evolution of Structure in Cold Dark Matter Universes. ApJ. 1998. 499:20

Springel, V. et al. Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars. Nature. 2005. 435:629

Colless, M. et al. The 2d*f* Galaxy Redshift Survey: spectra and redshifts MNRAS. 2001. 328:1039

Adelman-McCarthy, J. K.. The Fourth Data Release of the Sloan Digital Sky Survey. ApJS. 2006. 162:38

Broadhurst, T. J. et al. Results of pencil beam galaxy redshift survey going out to ~ 2000 h^{-1} Mpc. Apparent regularity in the galaxy distribution appears to be statistically significant, but the interpretation is controversial. Nature, 1990. 343: 726

Geller, M. J. and Huchra, J. P. Summary of the walls, sheets, bubbles and voids that are found in complete redshift surveys in slices of the universe. Fine details of large scale structure are discerned. Science, 1990. 246: 897

Ostriker, J. P. Development of Large Scale Structure in the Universe, slim and elegant volume with transcripts of the Fermi Lectures. Cambridge University Press, 1993.

Saunders, W. et al. The density field of the local universe (out to 140 Mpc), as determined by an all-sky redshift survey of over 2100 IRAS galaxies. Nature, 1991. 349: 32

Colless, M. et al. Deep galaxy redshift survey going down to $B\sim22.5$. Shows evolution in star forming properties at modest lookback times. Population at $Z\sim0.3$—0.4 has no present day counterpart. MNRAS., 1993. 261: 19

Ellis, R. S. Towards Understanding Galaxies at High Redshift, excellent discussion of surveys of field and cluster galaxies out to $Z=1$. Kluwer Academic Publishers, 1988.

Koo, D. C., and Kron, R. G. Extensive review of the evidence for evolution in galaxy populations, with healthy skepticism of some of the more extravagant claims in the field. Ann. Rev. Ast. Ap., 1992. 30: 613

Sahni et al. Probing large-scale structure using percolation and genus curves. ApJ., 1997. 476: L1

Zhou, Y., He, X. T. et al. The Distribute of Quasars on Large-Scale and Super-Large-Scale. ApJ., 1986. 311: 578

He, X. T. et al. Clustering of Quasar Distribution. Acta Astronomica Sinica, 1986. 27: 144

附　　表

附表 1　常用物理常数表

光速	$c=2.99792458\times10^{10}\ \mathrm{cm\ s^{-1}}$
万有引力常数	$G=6.67259\times10^{-13}\ \mathrm{N\ cm^{-2}\ g^{-2}}$
普朗克常数	$h=6.6260\times10^{-34}\ \mathrm{J\ s}$
	$\hbar=h/2\pi=1.05457266\times10^{-34}\ \mathrm{J\ s}$
电子电量	$e=4.80325\times10^{-10}\ \mathrm{esu}=1.602192\times10^{-19}\ \mathrm{C}$
电子质量	$m_e=9.10956\times10^{-28}\ \mathrm{g}$
原子质量单位	$1\mathrm{u}=1.660531\times10^{-24}\ \mathrm{g}$
玻尔兹曼常数	$k=1.380662\times10^{-23}\ \mathrm{J\ K^{-1}}$
阿伏加德罗常数	$N=6.022045\times10^{23}\ \mathrm{mol^{-1}}$
里德伯常数	$R_\infty=2\pi^2 m_e e^4/ch^3=109737.312\ \mathrm{cm^{-1}}$
精细结构常数	$1/\alpha=hc/2\pi e^2=137.0360$
第一玻尔轨道半径	$a_0=h^2/4\pi^2 m_e e^2=0.5291775\times10^{-8}\ \mathrm{cm}$
经典电子半径	$r_e=e^2/m_e c^2=2.8179380\times10^{-13}\ \mathrm{cm}$
质子质量	$m_p=1.672661\times10^{-24}\ \mathrm{g}=1.007276470\ \mathrm{u}$
中子质量	$m_n=1.67492\times10^{-24}\ \mathrm{g}=1.00866\ \mathrm{u}$
质子电子质量比	$m_p/m_e=1836.15152$
电子静止能量	$m_e c^2=0.5110034\ \mathrm{meV}$
康普顿波长	$h/m_e c=2.426309\times10^{-10}\ \mathrm{cm}$
汤姆孙散射截面	$8\pi r_e{}^2/3=0.6652448\times10^{-24}\ \mathrm{cm^{-2}}$
斯特藩—玻尔兹曼常数	$\sigma=5.66956\times10^{-12}\ \mathrm{J\ cm^{-2}\ K^{-4}\ s^{-1}}$

附表 2　常用天文常数表

太阳质量	$M_{\odot}=1.989\times10^{33}$ g
太阳半径	$R_{\odot}=6.9599\times10^{10}$ cm
太阳光度	$L_{\odot}=3.826\times10^{26}$ J s^{-1}
太阳表面重力	$g_{\odot}=2.74\times10^{4}$ cm s^{-2}
地球质量	$M_{\oplus}=5.976\times10^{27}$ g
地球赤道半径	$R_{\oplus}=6378.164$ km
地球表面重力	$g_{\oplus}=980.665$ cm s^{-2}
天文单位	1 ua$=1.495979\times10^{13}$ cm
太阳有效温度	$T_{\rm eff}=5800$ K
太阳 V 绝对星等	$M_{pv}=+4.84$
太阳 V 目视星等	$m_{pv}=-26.73$
太阳常数(1976)	0.1353 W cm^{-2}
一回归年(1900.0)	365.242 d
一儒略日	86400 s
哈勃常数	$H_0=50$ km s^{-1} Mpc^{-1}
	$H_0=100$ km s^{-1} Mpc^{-1}
哈勃时间	$1/H_0=19.7\times10^{9}$ a　($H_0=50$)
	$1/H_0=9.8\times10^{9}$ a　($H_0=100$)
宇宙平均密度	$\rho_c=3H_0{}^2/8\pi G=6\times10^{-30}$ g cm^{-3}
宇宙体积	$\frac{4}{3}\pi R^3=7\times10^{11}$ Mpc^3

附表 3 天文中常见的光谱线

元素	λ/Å	元素	λ/Å	元素	λ/Å
NⅡ	917	[NeⅣ]	1602	[NeⅢ]	3343
ArⅡ	920,932	HeⅡ	1640	[NeⅤ]	3346
SⅥ	933	OⅢ	1661,1663	OⅣ	3412
CⅢ	977	OⅢ	1667	[NeⅤ]	3426
NⅢ	990,992	NⅢ	1750	OⅢ	3429,3444
HeⅡ	993	SiⅡ	1808,1817	HⅠ	3691,3697
ArⅥ	992,1002	[NeⅢ]	1815	HⅠ	3704,3712
ArⅥ	1014,1023	H_γ,CⅢ	1909	HⅠ,[SⅢ]	3722
NeⅥ	1020	NⅡ	2141	[OⅡ]	3727,3729
OⅥ	1035	[OⅢ]	2321	HⅠ	3734,3750
CⅡ	1037	CⅡ	2326	OⅢ	3760
SⅣ	1073	[NeⅣ]	2424,2426	HⅠ	3771,3798
NⅡ	1084,1086	[OⅡ]	2470	HeⅠ	3820
HeⅡ,NⅡ	1085	HeⅡ,[MgⅦ]	2512	HⅠ	3835
SiⅡ	1194	[MgⅦ]	2632	[NeⅢ]	3869
SⅢ	1201	HeⅡ	2734	H_ζ	3889
SiⅢ	1207	[MgⅤ]	2786	HeⅠ	3965
Lyα,OⅤ	1216	MgⅡ	2796,2799	[NeⅢ]	3968
NⅤ	1240,1243	MgⅡ	2804	H_ε,[NeⅢ]	3970
SⅡ	1261	[ArⅣ]	2855	HeⅠ,HeⅡ	4026
SiⅡ	1265	[ArⅣ]	2869	[SⅡ]	4069,4076
CⅡ	1336	[MgⅤ]	2931	NⅢ	4097
SiⅣ	1394,1403	[NeⅤ]	2973	HeⅡ	4100
OⅣ	1402,1405	OⅢ	3047	H_δ	4102
OⅣ	1406	[NⅡ]	3063	HeⅡ	4200
OⅣ	1410,1413	OⅢ	3133	H_γ	4340
NⅣ	1488	HeⅡ	3203	[OⅢ]	4363
CⅣ	1549,1551	OⅢ	3299,3312	HeⅠ	4388,4471
[NeⅤ]	1575	OⅢ	3341	HeⅡ	4541

续表

元素	λ/Å	元素	λ/Å	元素	λ/Å
Mg Ⅰ	4571	[OⅠ]	6364	P_{11}	8862
NⅢ	4634,4641	[N Ⅱ]	6549	P_{10}	9014
CⅢ	4647	H_α	6563	[S Ⅲ]	9069
CⅣ,[FeⅢ]	4658	[N Ⅱ]	6583	P_9	9229
He Ⅱ	4686	HeⅠ	6678	P_ε,[S Ⅲ]	9545
[ArⅣ],He Ⅰ	4711	[S Ⅱ]	6717,6734	CⅢ	9710
[NeⅣ]	4724,4726	[Ar Ⅴ]	7006	NaⅠ	9961
[ArⅣ]	4740	HeⅠ	7065	P_8	10049
H_β	4861	[ArⅢ]	7136	HeⅡ	10120,10124
HeⅠ	4922	[OⅡ]	7320,7325,7330	[SⅡ]	10320
[OⅢ]	4959,5007	[ArⅢ]	7751	SiⅠ	10371,10603
HeⅡ	5412	[ClⅣ]	8046	SiⅠ	10627,10689
[NⅡ]	5755	HeⅡ	8237	CⅠ	10691
HeⅠ	5876	P_{13}	8665		
[OⅠ][SⅢ]	6300	P_{12}	8750		

附表 4　一年中恒星赤经上中天时刻

当地平时 / 日期	18^h	24^h	6^h
1 月 15 日	01^h28^m	07^h29^m	13^h30^m
2 月 15 日	03^h31^m	09^h32^m	15^h33^m
3 月 15 日	05^h21^m	11^h22^m	17^h23^m
4 月 15 日	07^h23^m	13^h24^m	19^h25^m
5 月 15 日	09^h21^m	15^h22^m	21^h23^m
6 月 15 日	11^h24^m	17^h25^m	23^h26^m
7 月 15 日	13^h22^m	19^h23^m	01^h24^m
8 月 15 日	15^h24^m	21^h25^m	03^h26^m
9 月 15 日	17^h26^m	23^h27^m	05^h28^m
10 月 15 日	19^h25^m	01^h26^m	07^h27^m
11 月 15 日	21^h27^m	03^h26^m	09^h29^m
12 月 15 日	23^h25^m	05^h26^m	11^h27^m

说明：该表用于夜晚天文观测，列出具有不同赤经的天体在一年中的什么月份和什么时间适于观测。

附表 5　有趣的时间、距离、质量和密度表

时间尺度表(单位 s)

5×10^{-44}	普朗克时间
4×10^{-24}	强相互作用共振的典型寿命(h/m_pc^2)
8×10^{-21}	理论上光穿越电子的时间 (h/m_ec^2)
1×10^{-13}	原子在固体中的典型振动周期
1×10^{-13}	X 射线偶极辐射的典型跃迁时间
1.6×10^{-9}	氢原子 2p—1s 辐射跃迁时间
8×10^{-4}	中子星物质壳层的最低自转周期
1.6×10^{-3}	中子星 PSR 1957+20 的自转周期
0.12	氢原子 2s—1s 辐射跃迁时间
10	经典 γ 爆炸的一般持续时间
887	自由中子的平均寿命
2000	太阳的动力学时标
8.6×10^{4}	地球的自转周期
3.2×10^{7}	地球的公转周期
1.6×10^{9}	银河系中出现两次超新星的典型间隔时间
1.9×10^{11}	碳 14 的半衰期
3×10^{12}	超新星遗迹的一般寿命
1.5×10^{13}	大质量 X 射线双星的典型演化时间
1.6×10^{14}	质量为 $30M_\odot$ 的恒星的主序演化时间
3×10^{14}	氢 21 cm 谱线的自旋反向时间
3×10^{14}	太阳系的李雅普诺夫时间
6.3×10^{14}	太阳的热力学时标
1.9×10^{15}	质量为 $5M_\odot$ 的恒星的主序演化时间
2.4×10^{15}	小质量 X 射线双星的典型演化时间
7.3×10^{15}	太阳绕银河系中心的轨道周期
1.1×10^{16}	脉冲星 PSR 1913+16 轨道的引力辐射塌缩时标
6×10^{16}	脉冲星 PSR J0437−4715 的最小年龄
6×10^{16}	星系穿越星系团的时间
7×10^{16}	麦哲伦云的径向轨道周期
1.1×10^{17}	从原始生命进化为人类的时间

1.5×10^{17}	太阳和地球的年龄
1.5×10^{17}	铀 238 的半衰期
2.7×10^{17}	$Z=1$ 的回顾时间
3×10^{17}	质量为 $1M_\odot$ 的恒星的主序演化时间
3.3×10^{17}	$Z=2$ 的回顾时间
3.3×10^{17}	太阳的核时标
3.7×10^{17}	$Z=4$ 的回顾时间
3.8×10^{17}	银河系的大致年龄
3.8×10^{17}	类星体 $Z=4.897$ 对应的回顾时间
4×10^{17}	杜鹃座 47(古老的球状星团)的大致年龄
4.1×10^{17}	宇宙的哈勃年龄
2.5×10^{18}	球状星团的蒸发时间
3×10^{25}	星系的动力学弛豫时间
3×10^{27}	日地系统轨道的引力辐射塌缩时标
1×10^{39}	质子寿命的下限
4.7×10^{73}	$1M_\odot$ 质量的黑洞的霍金辐射时标

距离尺度表(单位 m)

1.6×10^{-35}	普朗克长度
2×10^{-35}	理论预言的超弦尺度
1×10^{-24}	1 MeV 的中微子的有效半径
1.6×10^{-22}	$10M_\odot$ 质量的恒星压缩到普朗克密度时的尺度
1.5×10^{-18}	质子的经典半径
1.6×10^{-17}	$W^\pm$ 粒子的康普顿波长,弱相互作用的尺度
1.3×10^{-15}	质子的康普顿波长,质子的弥散长度
1.44×10^{-15}	原子核的半径
2.8×10^{-15}	电子的经典半径
8.8×10^{-15}	π 介子的康普顿波长,强相互作用的尺度
1.2×10^{-12}	1 MeV 的 γ 射线的波长
2.4×10^{-12}	电子的康普顿波长,电子的弥散长度
5.3×10^{-11}	玻尔半径
2.6×10^{-10}	固体铜原子间的距离
3.5×10^{-10}	水分子的直径
1.2×10^{-9}	1 keV 的 X 射线的波长
3×10^{-9}	原初核合成时期核子间的距离
3.4×10^{-9}	DNA 双螺旋结构的尺度

7.0×10^{-8}	大气中分子平均自由程
1×10^{-7}	典型病毒的大小
3×10^{-7}	星际尘埃的大小
5×10^{-7}	光子的波长
4×10^{-6}	细胞的典型大小
2×10^{-4}	小尘埃微粒的大小
0.03	激光测月的精确度
0.068	已解开的人类 DNA 链的长度
3700	海洋的平均深度
4000	地球到木星的距离误差
5500	哈雷彗星的半径
8847	喜玛拉雅山的高度
10000	中子星半径
10000	小行星半径
10000	典型彗星的半径
11032	Marian 海沟的深度
12000	对流层的高度
30000	地球壳层的厚度
3.2×10^{6}	中国长城的长度
6.3×10^{6}	地球的半径
7.1×10^{7}	木星的半径
3.8×10^{8}	地月距离
7.0×10^{8}	太阳半径
1.7×10^{9}	质量为 $5M_\odot$ 的主序星的半径
1.47×10^{11}	质量为 $10^8M_\odot$ 的 Kerr 旋转黑洞的视界半径
1.50×10^{11}	日地平均距离
1.5×10^{11}	红巨星绒藁增二在亮度极小时的半径
3×10^{11}	红巨星绒藁增二在亮度极大时的半径
5×10^{11}	质量为 $20M_\odot$ 的红超巨星参宿四(猎户 α)在亮度极小时的半径
5.91×10^{12}	太阳到冥王星的平均距离
1.5×10^{13}	探测到的太阳风终端激波的距离
2×10^{14}	银河系中心区恒星间的距离
4×10^{14}	球状星团中恒星间的距离
3×10^{15}	赛弗特星系中产生宽线区的半径
9.46×10^{15}	1 光年

3.08×10^{16}	1 秒差距
4×10^{16}	最近的恒星(除太阳)的距离
4.5×10^{16}	蟹状星云的半径
3×10^{17}	圆规座 X-1 射电星云的半径
5×10^{17}	星际介质云的尺度
1.4×10^{18}	毕星团的距离
1.5×10^{18}	三角视差的测距极限
2×10^{18}	球状星团的典型半径
2.6×10^{18}	到 PSR J0108-1431 的距离
5×10^{18}	赛弗特星系中产生窄线区的半径
5.2×10^{18}	到质量为 $20M_\odot$ 的红超巨星参宿四(猎户 α)的距离(参宿四将在 10000 年后爆发为超新星)
6×10^{19}	矮星系的典型半径
6.6×10^{19}	到蟹状星云的距离
1.2×10^{20}	银河系的特征厚度
2×10^{20}	到圆规座 X-1 的估计距离
2.4×10^{20}	太阳到银心的距离
3.9×10^{20}	银盘半径
1.5×10^{21}	到大麦哲伦云的距离
2×10^{21}	银河系暗物质晕的半径
1×10^{22}	活动星系喷流的典型长度
1.9×10^{22}	到 M31 的距离
3×10^{22}	室女星系团核的半径
4×10^{22}	本星系群的半径
9.2×10^{22}	造父变星所能确定的距离极限
7×10^{23}	NGC 1068 的距离
7×10^{23}	室女星系团的距离
4.1×10^{24}	$Z=0.022$ 的后发星系团的光度距离
3.0×10^{25}	$Z=0.158$ 的类星体 3C273 的光度距离
5.5×10^{26}	$Z=2.286$ 的特高光度星系 IRAS F10214＋4724 的光度距离
1.3×10^{27}	$Z=4.879$ 的类星体 PC 1214＋3406 的光度距离
1.36×10^{27}	$Z=5.5$ 的类星体 RDJ 030117＋002025de 光度距离
1.70×10^{27}	$Z=6.28$ 的最大红移的类星体的光度距离

质量尺度表(单位 g)

4.2×10^{-33}	一个光子的等价质量

9.1×10^{-33}	电子反中微子的质量上限
4.8×10^{-28}	μ 子中微子的质量上限
9.11×10^{-28}	电子质量
5.5×10^{-26}	τ 子中微子的质量上限
1.67×10^{-24}	质子质量
9×10^{-24}	底夸克的质量
4.8×10^{-23}	大气分子的平均质量
1.4×10^{-22}	$W^{\pm}$ 粒子的质量(82 GeV)
1.6×10^{-22}	Z^0 粒子的质量 (93 GeV)
3×10^{-22}	顶夸克的最概然质量
4×10^{-22}	DNA 核苷酸的质量
1×10^{-19}	典型的蛋白质分子的质量
1×10^{-13}	星际尘埃微粒的质量
8×10^{-12}	人类 DNA 分子的大约质量
7×10^{-10}	一个细胞的质量
2.2×10^{-5}	普朗克质量
1×10^{5}	陨石在进入大气层之前的质量
9×10^{5}	康普顿 γ 射线天文台卫星的质量
2.2×10^{6}	ISO 红外卫星的发射质量
5×10^{14}	处于蒸发期的和宇宙同龄的原始黑洞的初期质量
1×10^{16}	典型的彗星质量
5.3×10^{21}	整个地球大气的质量
3×10^{22}	典型的小行星质量
1.4×10^{24}	地球上海洋的总体质量
4.8×10^{25}	木卫二的质量
7.3×10^{25}	月球的质量
5.98×10^{27}	地球的质量
1.9×10^{30}	木星的质量
1.99×10^{33}	太阳的质量
2.8×10^{33}	钱德拉塞卡质量(白矮星的质量上限)
6.0×10^{33}	奥本海默-沃尔科夫极限(中子星的质量上限)
4×10^{34}	演化结果为黑洞的恒星所具有的最小质量
1.2×10^{35}	恒星由于不稳定而脉动时的质量
1×10^{39}	球状星团的质量
6×10^{39}	银河系中心黑洞的最概然质量
1×10^{40}	退耦结束时重子物质的金斯质量

4×10^{42}	小麦哲伦云的质量
2×10^{43}	大麦哲伦云的质量
2.6×10^{45}	银河系中可视物质和暗物质的总质量
1.3×10^{47}	后发星系团中恒星的总质量
6.4×10^{47}	后发星系团中 X 射线气体的质量
2.7×10^{48}	后发星系团的位力质量
6×10^{49}	阿贝尔 2163 星系团的位力质量
2×10^{51}	退耦前重子物质的金斯质量
1.4×10^{52}	所有旋涡星系的总质量
2×10^{52}	星系团中的所有物质的质量(包括重子物质和非重子物质)
8×10^{52}	宇宙中所有可视物质的质量
1×10^{54}	原初核合成理论预言的重子物质的质量
2×10^{55}	宇宙的临界密度所对应的总质量

密度尺度表(单位 kg/m^3)

2×10^{-38}	100～300 MHz 射电背景辐射的有效密度
1×10^{-35}	1～10 MeV γ 射线背景辐射的有效密度
8×10^{-35}	2～100 keV X 射线背景辐射的有效密度
1.1×10^{-33}	引力波背景辐射有效密度的上限
1×10^{-32}	在哈勃时间内星光的有效密度
4.6×10^{-31}	宇宙微波背景辐射的有效密度
2×10^{-29}	整个宇宙中可视星系物质的平均密度
2×10^{-28}	原初核合成预期的重子密度
4.7×10^{-27}	宇宙的临界密度($=3H_0{}^2/8\pi G$)
2×10^{-24}	星系团中气体的典型密度
3×10^{-21}	银河系中星际介质气体的典型密度
7×10^{-21}	银盘的动力学推测密度
5×10^{-20}	相互作用或星暴星系中心 1 kpc 内气体的典型密度
1×10^{-9}	在地面室温下获得的最高真空度
1.7×10^{-4}	心宿二(天蝎座 α,$19M_\odot$)的平均密度
1.3	空气的密度
700	土星的平均密度
1000	水的密度
1300	木星的平均密度
1400	太阳的平均密度
3300	月亮的平均密度

5500	地球的平均密度
7860	铁的密度
19300	金的密度
5×10^{7}	白矮星的典型平均密度
3×10^{10}	白矮星的典型中心密度
1.1×10^{12}	逆β衰变的阈值
4.3×10^{14}	中子滴的密度
6×10^{17}	原子核的密度
1×10^{18}	中子星的典型中心密度
5×10^{96}	普朗克密度

[General Information]
书名=观测宇宙学 （第二版）
作者=
页数=
出版社=
出版日期=
SS号=12027715
DX号=000006321612
url=http://www.jingjilei.cn/DrsPath.do?kid=686967696E6E686C3230383436363637&username=hzsfxy&spagenum=121&pages=50&fid=1394946 8&a=857109102df4780dd02a5e1be8843a24&btime=2013-01-28&etime=2013-02-17&template=bookdsr1&firstdrs=http%3A%2F%2Fbook.duxiu.com%2FbookDetail.jsp%3FdxNumber%3D000006321612%26d%3D93859ACDFC543E438CC39FA4E6908160